

UNIVERSITE DE GENEVE
Laboratoire de physique nucléaire

FACULTE DES SCIENCES
Professeur : E. Heer

**Etude du spectre de masse
des bosons chargés
entre 1,4 et 1,9 GeV/c**

THESE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES
PHYSIQUES

PAR

Léo DUBAL

de Genève

THESE No 1456

GENEVE
CERN
1967

UNIVERSITE DE GENEVE
Laboratoire de physique nucléaire

FACULTE DES SCIENCES
Professeur : E. Heer

**Etude du spectre de masse
des bosons chargés
entre 1,4 et 1,9 GeV/c**

THESE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES
PHYSIQUES

PAR

Léo DUBAL

de Genève

THESE No 1456

GENEVE
CERN
1967

La faculté des sciences, sur le préavis du professeur ERNST HEER, directeur de thèse, et d'une commission composée du professeur CHARLES P. ENZ et du professeur BOGDAN MAGLIC de l'Université de Pennsylvanie, autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 18 décembre 1967

Le doyen:

AUGUSTIN LOMBARD

Thèse No 1456



ETUDE DU SPECTRE DE MASSE DES BOSONS CHARGES
ENTRE 1,4 et 1,9 GeV

BUT :

Dans ce travail nous nous concentrerons sur les travaux originaux aux résonances mésiques de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV, d'isospin plus grand que zéro (cf. Fig. 1).

La découverte de résonances, ou pour parler le langage de la spectroscopie classique, la détermination de la position des raies principales dans cette région du spectre de masse des bosons est en effet essentielle pour notre compréhension des lois fondamentales de la spectroscopie corpusculaire, ou plus spécifiquement des modèles théoriques visant à la classification des mésons.

Qu'il s'agisse de trajectoires de Regge, d'excitation orbitale d'une paire quark-antiquark (cf. Fig. 1), ou encore d'autres spéculations théoriques, presque toujours, les caractéristiques les plus fascinantes de ces modèles reposeront sur leurs capacités à s'accommoder ou non de l'existence des résonances dans cette région de masse.

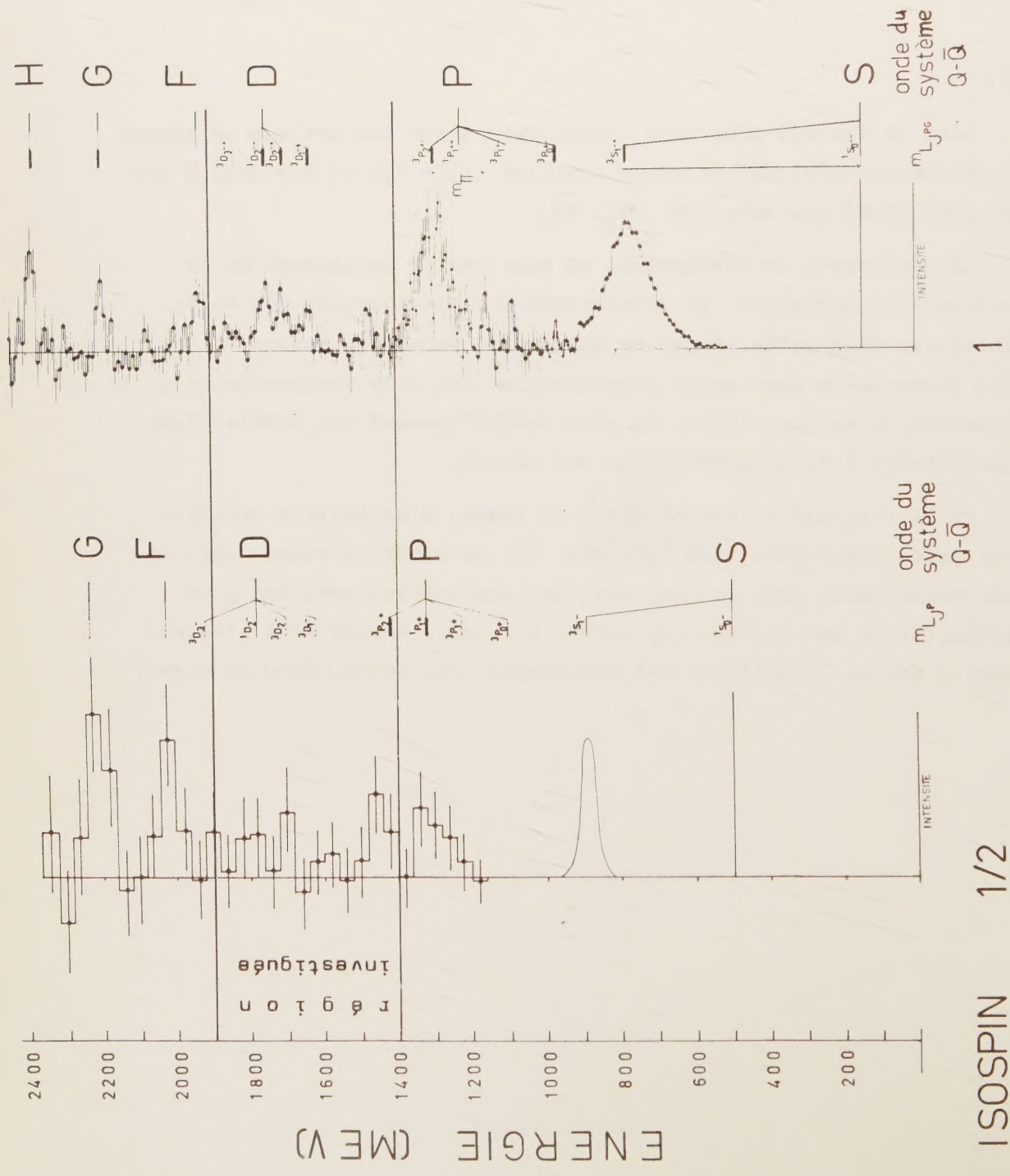


Fig. 1

Tableau comparatif entre le spectre de masse des bosons chargés et les niveaux possibles d'excitation orbitale d'un système quark-antiquark.

L é g e n d e

Raies spectrales d'existence sûres
(Masse et largeur bien déterminée)

- observation faite à l'aide du "Missing-Mass Spectrometer" "MMS",
- observation faite en chambres à bulles, mais pas avec le "MMS".

Raies spectrales d'existence incertaine.

- observations contradictoires

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici tout spécialement les Professeurs B. Maglić et E. Heer pour leur confiance et leurs encouragements qui m'ont grandement stimulé à écrire cette thèse.

Mes remerciements vont aussi au Professeur H. Ruegg et aux Docteurs Maria N. Focacci, M. Martin et B. Levrat de l'Institut de Physique de l'Université de Genève, au Dr P. Peeters de l'Université de Bruxelles, au Dr P. Fleury de l'Ecole Polytechnique de Paris, au Dr. B. French de la Division des Chambres à Traces du CERN, aux Professeurs R. Gatto, S.L. Glashow et M. Jacob, et aux Drs J.D. Bessis, M. Roos et D. Sutherland de la Division Théorie du CERN pour toutes les passionnantes discussions que nous avons eues avec eux, ainsi qu'à tous les membres du Groupe "Missing-Mass" : G. Chikovani, J. Cotteron, M. Fischer, P. Grieder, W. Kienzle, G. Laverrière, C. Lechanoine, C. Nef et P. Schubelin pour le plaisir que j'ai eu de travailler avec eux.

J'ai une reconnaissance toute particulière envers Mesdames P. Estier, R. Lambert et Mademoiselle A. Luetke pour toute l'aide "technique" qu'elles m'ont apportée pour réaliser l'excellente présentation de ce travail.

Mes remerciements vont également aux Services administratifs du CERN et tout spécialement au Professeur P. Preiswerk, Directeur de la Division Physique Nucléaire, qui a bien voulu m'accorder l'hospitalité de la Division NP.

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
1. SPECTROSCOPIE MESONIQUE ET MASSE MANQUANTE	1
1.1 Généralités	1
1.2 Méthode de la masse manquante	3
1.3 Réactions à deux corps	4
1.4 Pic du Jacobien	5
1.4.1 Propriétés des transformations de Lorentz	5
1.4.2 Cinématique des réactions à deux corps	9
1.4.3 Dynamique de la réaction $M + N \rightarrow N + M'$	13
1.5 Application	17
2. LE SPECTROMETRE A BOSONS DU CERN : "MISSING-MASS SPECTROMETER"	20
2.1 Quantités mesurées	20
2.2 Appareillage	20
2.2.1 Logique de l'expérience, conditions de déclenchement	20
2.2.2 Identification de la particule incidente et mesure de son impulsion	28
2.2.3 Interactions dans la cible	35
2.2.4 Identification du proton de recul et mesure de son impulsion	39
2.2.5 Résolution en masse	51
2.2.6 Mesure du nombre de produits de désintégration chargés	60
2.3 Système d'acquisition des données	64
2.3.1 Enregistrement de l'information	64
2.3.2 Vérification "en ligne"	64
2.3.3 Traitement des données "sans ligne"	66
3. RESONANCES MESIQUES DANS LA REGION DE MASSE COMPRISE ENTRE 1,4 et 1,9 GeV/c ²	68
3.1 Introduction	68
3.2 Analyse du spectre des mésons d'étrangeté $S = 0$, de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV	68

	<u>Page</u>
3.2.1 Aperçu de la situation expérimentale	68
3.2.2 Analyse de la production du spectromètre de masse manquante	69
3.2.3 Revue de la production des chambres à bulles	91
3.2.4 Perspectives	91
3.3 Analyse du spectre des mésons d'étrangeté $S = -1$ de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV	102
3.3.1 Aperçu de la situation expérimentale	102
3.3.2 Analyse de la production du spectromètre de masse manquante	103
3.3.3 Production des chambres à bulles	113
3.3.4 Perspectives	113
3.4 Remarques générales	117
3.4.1 Problèmes actuels de la spectroscopie mésique	117
3.4.2 Problèmes spécifiques de la spectroscopie manquante	121
4. EXPERIENCE "MISSING-MASS" ET MODELE DES QUARKS	131
4.1 Introduction	131
4.1.1 Généralités	131
4.1.2 Nombres quantiques et symboles	131
4.1.3 Quarks et mésons	133
4.1.4 Formules de masse	134
4.2 Classification des mésons d'après le modèle d'excitation orbitale d'un système quark-antiquark	135
4.2.1 Spectroscopie du système $q-\bar{q}$	135
4.2.2 Tentatives d'identification des mésons avec les états prédits par le modèle d'excitation orbitale d'un système $q-q$	138
4.3 Quarks et trajectoires de Regge dégénérées	144
REFERENCES	146



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545903_0044

1. SPECTROSCOPIE MESONIQUE ET MASSE MANQUANTE

1.1 Généralités

Jusqu'à la récente découverte, par l'expérience "Missing-Mass" au CERN, de l'existence de résonances mésiques étroites¹⁻⁴⁾ de masse élevée sévissait le préjugé suivant lequel la largeur des résonances hadroniques augmentait en fonction de la masse pour que, finalement, les résonances se fondent les unes dans les autres et ne forment plus qu'un fond continu⁵⁾. Trois années d'investigations systématiques du spectre de masse des bosons nous ont contraint à adopter une philosophie diamétralement opposée à celle que nous avions au début: il ressort que la résolution en masse de la plupart des expériences faites dernièrement n'est pas assez bonne pour épuiser la structure des pics observés.

Il faut remarquer que pour la spectroscopie mésique à son stade actuel, la tâche principale consiste à déterminer le comportement du spectre de masse avant de s'inquiéter du spin-parité des résonances; Dans ce sens, l'expérience "Missing-Mass" a fait progresser la spectroscopie mésique d'une manière déterminante; la Fig. 2⁶⁾ permet de s'en rendre compte explicitement.

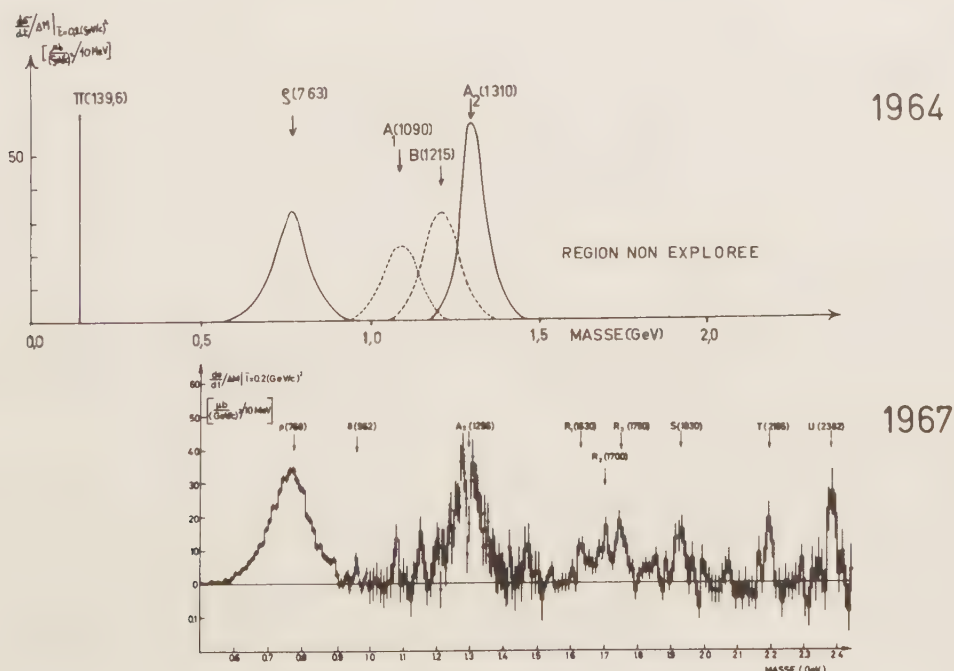


Fig. 2

Spectre de masse des mésons d'isospin $I = 1$.

On peut résumer en quatre points ces résultats spectaculaires :

- a) Découverte de neuf nouvelles résonances mésiques : $\delta(962)$, $A_{21}(1280)$ et $A_{22}(1308)$, $R_1(1630)$, $R_2(1700)$, $R_3(1750)$, $K(1850)$, $S(1930)$, $T(2195)$, $U(2382)$.
- b) Existence des structures fines dans le spectre des mésons plus lourds que le $\rho(769)$.
- c) Existence inattendue de résonances étroites.
- d) Régularité entre la position des raies principales du spectre et leur numéro d'ordre [cf. Fig. 3; source : Réf. 7a)].

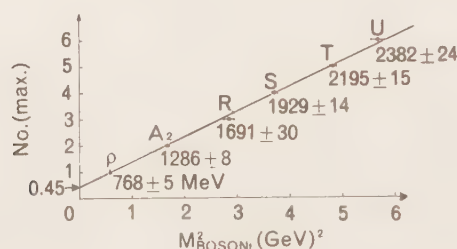


Fig. 3

Relation empirique entre le numéro d'ordre des pics principaux [$d\sigma/dt \geq 20 \mu b / (GeV/c)^2$] et le carré de leur masse M_X^2 .

Ces résultats sont dûs :

- a) à l'emploi de méthodes physiques nouvelles tirant profit des propriétés cinématiques des réactions à deux corps et de la dynamique des processus étudiés⁸⁾;
- b) à l'emploi maximum de nouveautés technologiques⁹⁾ :
 - chambres à étincelles sans film,
 - calculatrices électroniques traitant "en ligne" l'information.

Aux différents niveaux de la production de ces résultats, le candidat a participé, parfois pleinement, parfois partiellement ou pas du tout. Il pense que sa contribution personnelle a été spécialement plus importante dans les domaines suivants :

- a) Découverte des mésons R^{10} , S^4 et K^{*11} .
- b) Découverte d'une structure fine dans les mésons $A_2^{1,2}$ et $R^{2,3}$.
- c) Ajustement des paramètres des résonances de masse inférieure à 2,0 GeV.
- d) Comparaison des résultats du "Missing-Mass Spectrometer" et de ceux des chambres à bulles¹².
- e) Tentatives d'interprétation du spectre de masse à l'aide :
 - des trajectoires de Regge dégénérées $(\text{masse})^2 \sim \text{spin}$,
 - de la séparation due aux couplages spin-orbite d'un système quark-antiquark amenant en correspondance les résultats du "Missing-Mass Spectrometer" et de ceux des chambres à bulles^{12,13}.
- f) Elaboration de l'application de la méthode de la masse manquante⁵.
- g) Différents stades de la mise au point du système, de son fonctionnement et de son perfectionnement.
- h) Opération et programmation des calculatrices "en ligne" (Mercury et SDS) et "sans ligne" (IBM et CDC).

1.2 Méthode de la masse manquante

Nous allons brièvement décrire les caractéristiques de la méthode de la masse manquante ainsi que les possibilités qu'offre cette méthode pour l'investigation systématique du spectre de masse des résonances mésiques.

La méthode de la masse manquante est à opposer à une méthode plus traditionnelle, celle dite de la masse effective.

La méthode de la masse effective implique la mesure des impulsions de tous les produits de désintégration; elle a donc l'avantage de permettre l'analyse de combinaisons variées entre les différentes particules produites, ainsi que d'offrir la possibilité d'une détermination du spin-parité des nouvelles résonances éventuelles. Ces facilités l'ont défaut à la méthode de la masse manquante qui, par contre, est totalement indépendante du nombre de particules neutres présentes dans les produits de désintégration d'une résonance.

En 1960, Maglić et al.¹⁴⁾ furent les premiers à utiliser cette méthode et à introduire le terme de "Missing-Mass"; il s'agissait de l'étude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-X^0$, où X^0 était la masse manquante définie par $MM_{X^0} = (\Delta E^2 - \Delta p^2)^{1/2}$, X^0 étant constitué par un certain nombre de pions chargés ou non et de rayons gamma.

1.3 Réactions à deux corps

La méthode de la masse manquante est particulièrement efficace dans l'étude des réactions à deux corps.

En effet, les contraintes cinématiques sont telles, que seule la mesure du vecteur-impulsion de la particule "stable" de recul est nécessaire; par "stable" il faut comprendre qu'au moins une des deux particules dans l'état final ne doit pas être une résonance, c'est-à-dire avoir un temps de vie τ suffisamment long ($\tau \gg 10^{-20}$ sec), une largeur très étroite, telle que sa masse puisse être utilisée comme contrainte cinématique. Cette version de la méthode est particulièrement bien adaptée aux expériences avec compteurs.

Elle a été initialement utilisée en 1960 par Button et al.¹⁵⁾ dans une expérience de chambres à bulles : production d'hypérons $\bar{\Lambda}$ dans la réaction d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$. La mesure de l'angle Θ_Λ formé par les directions du $\bar{p}$ et du Λ et de l'impulsion $\vec{p}_\Lambda$ du Λ , pour une impulsion déterminée des antiprotons incidents, détermine dans la plan $(\Theta_\Lambda \times p_\Lambda)$ une ligne cinématique sur laquelle les $\bar{\Lambda}$ produits s'alignent (cf. Fig. 4).

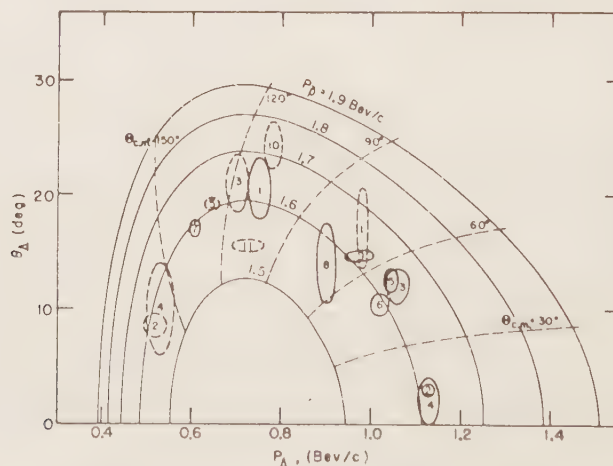


Fig. 4

Cinématique de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ à 1,61 GeV/c.
Les ellipses pleines représentent la production d' $\bar{\Lambda}$,
celles en pointillé, la production correspondante de Λ .

En 1962, elle a été utilisée dans une expérience de compteurs : analyse des réactions $\pi^- p \rightarrow KY$ (Y = masse manquante du K) et $\pi^- p \rightarrow pX^-$ (X = masse manquante du p) à l'aide de pions incidents d'impulsions variables (1,4 à 2,4 GeV/c). Les conditions cinématiques n'étaient cependant pas favorables à la recherche de résonances pioniques.

En 1963, de nouveau cette méthode était employée pour l'étude de la réaction $\pi^- p \rightarrow KY$, avec des π^- incidents d'impulsions entre 1,0 et 2,8 GeV/c.

Finalement, en 1965, l'expérience "Missing-Mass" produisait ses premiers résultats grâce à une optimisation de la méthode, qui tire simultanément profit des propriétés cinématiques et dynamiques de certaines réactions à deux corps.

1.4 Pic du Jacobien

Cette optimisation de la méthode de la masse manquante repose :

- a) sur l'existence pour les réactions à deux corps d'une région (cf. Figs. 4 à 8) pour laquelle les isobares du plan $(\Theta_3 \times p_3)$ sont indépendants de p_3 , c'est-à-dire que seules les mesures de $\vec{p}_1$ et de Θ_3 suffisent à déterminer une ligne de masse;
- b) sur le caractère périphérique de l'interaction $M + N \rightarrow N + M'$, où M et M' sont des mésons et N un nucléon.

Examinons donc en détail ces intéressantes propriétés.

1.4.1 Propriétés des transformations de Lorentz

Définissons tout d'abord diverses quantités relatives à la réaction à deux corps

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4.$$

Les quantités marquées d'une étoile se rapportent au système du centre de masse; l'indice c indique les quantités du centre de masse (c.m.) vues du laboratoire (lab.).

Angle

Θ_3 : l'angle formé par la direction de la particule incidente 1 et la particule de recul 3.

Masses

μ : masse de la particule 1 (incidente),
 m_2 : masse de la particule 2 (cible),
 m_3 : masse de la particule 3 (de recul),
 x : masse de la particule 4 (X).

Energies et impulsions

E_1 : énergie de la particule 1,
 $\vec{p}_1$: impulsion de la particule 1,
 $E_c = E_1 + m_2$: énergie totale du c.m. vue du lab.,
 $\vec{p}_3$: impulsion de la particule 3,
 T_3 : énergie cinétique de la particule 3.

Vitesses

$c = 1$: vitesse de la lumière,
 $\vec{\beta}_3 = \vec{p}_3/E_3$: vitesse relative de la particule 3,
 $\vec{\beta}_c = \vec{p}_1/E_c$: vitesse du c.m. vue du lab.,
 $\gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-1/2}$: facteur relativiste.

Magliè et Costa⁸⁾ ont remarqué l'intérêt de l'existence d'une singularité dans le Jacobien de la transformation de l'angle solide entre le système du centre de masse et celui du laboratoire dès que la condition

$$\beta_c > \beta_3^* \quad (1)$$

est satisfaite. La condition (1) peut encore s'écrire sous la forme

$$\beta_c \gamma_c E_3^* > \gamma_c p_3^* . \quad (1')$$

Soient Ω^* et ω les angles solides dans les systèmes du c.m. et du lab. respectivement construits à partir de vecteurs (unités) $\vec{p}_1^*/|\vec{p}_1^*|$, $\vec{p}_3^*/|\vec{p}_3^*|$ et $\vec{p}_1/|\vec{p}_1|$, $\vec{p}_3/|\vec{p}_3|$ et d'un angle azimutal $\varphi = \varphi^*$ défini par un plan arbitrairement choisi contenant $\vec{p}_1$, et le plan sous-tendu par les deux vecteurs de base définis plus haut.

Soit J , le Jacobien de la transformation des angles solides d'un référentiel (c.m.) dans l'autre (lab.) défini par [voir, par exemple, Réf. 16)]

$$J = \frac{d\Omega^*}{d\omega} = \frac{d \cos \Theta_3^*}{d \cos \Theta_3} \frac{d\varphi^*}{d\varphi} = \left(\frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3} \right) \left[\frac{d \cot \Theta_3}{d\Theta_3} / \frac{d \cot \Theta_3^*}{d\Theta_3^*} \right] \quad (2)$$

$$\frac{d \cot \Theta_3}{d\Theta_3} = \frac{-1}{\sin^2 \Theta_3} . \quad (3)$$

Exprimons l'angle Θ_3 par rapport à Θ_3^* grâce aux transformations de Lorentz

$$p_3 \sin \Theta_3 = p_3^* \sin \Theta_3^*$$

$$p_3 \cos \Theta_3 = p_3^* \gamma_c \left(\cos \Theta_3^* + \frac{\beta c}{\beta_3^*} \right)$$

$$p_3^* \cos \Theta_3^* = p_3 \gamma_c \left(\cos \Theta_3 - \frac{\beta c}{\beta_3} \right)$$

d'où

$$\cot \Theta_3 = \gamma_c \left(\cot \Theta_3^* + \frac{\beta c}{\beta_3^* \sin \Theta_3^*} \right) ;$$

cette expression détermine $\Theta_3 = \Theta_3(\Theta_3^*)$. La figure 5 est un exemple de cette variation avec comme paramètres physiques $p_1 = 12 \text{ GeV/c}$ et $x = 2,0 (\text{GeV/c})^2$.

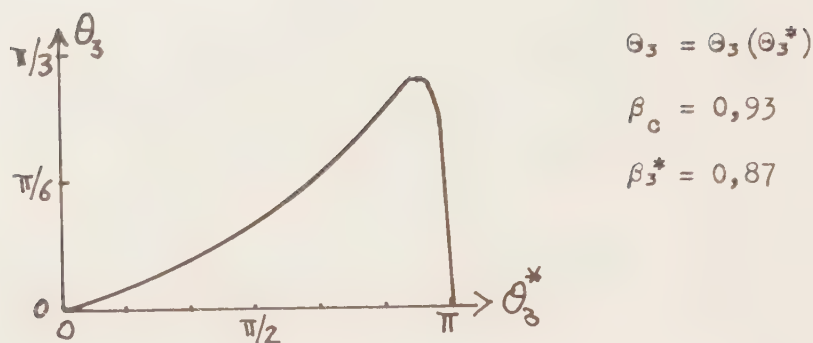


Fig. 5

Relation entre l'angle Θ_3^* du c.m et Θ_3 du lab.

Comme p_3^* (donc β_3^*) (voir Fig. 6) est indépendante de Θ_3^* , on peut dériver $\cot \Theta_3$ par rapport à Θ_3^*

$$\frac{d \cot \Theta_3}{d \Theta_3^*} = - \gamma_c \left(\frac{\beta_3^* + \beta_c \cos \Theta_3^*}{\beta_3^* \sin^2 \Theta_3^*} \right). \quad (4)$$

Il ne reste plus qu'à substituer aux angles dans l'expression du Jacobien (2) les quantités cinématiques

$$J = \frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3} \frac{1}{\sin^2 \Theta_3} \frac{\sin^2 \Theta_3^* \beta_3^*}{\gamma_c (\beta_3^* + \beta_c \cos \Theta_3^*)}. \quad (2')$$

La condition d'existence d'un pôle du Jacobien

$$\cos \Theta_3^* = - \beta_3^* / \beta_c \quad (5)$$

satisfait bien (1). Ce pôle a lieu pour un angle vers l'arrière dans le système du c.m. ($\cos \Theta_3^*$ négatif). Examinons le comportement du Jacobien exprimé par rapport aux variables du système lab. Pour cela, calculons $\sin^2 \Theta_3^* / \sin^2 \Theta_3$ que nous remplacerons dans l'expression du Jacobien

$$\left(\frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3}\right)^2 = \left(\frac{p_3}{p_3^*}\right)^2 = \left(\frac{p_3}{p_3^*}\right) \frac{\gamma_c p_3^* (\cos \Theta_3^* + \beta_c / \beta_3^*)}{\cos \Theta_3} \frac{\cos \Theta_3^*}{\gamma_c p_3 (\cos \Theta_3 - \beta_c / \beta_3)}$$

$$\left(\frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3}\right)^2 = \frac{\cos^2 \Theta_3^* + \cos \Theta_3^* \beta_c / \beta_3^*}{\cos^2 \Theta_3 - \cos \Theta_3 \beta_c / \beta_3} . \quad (6)$$

En tenant compte de la relation algébrique $a:b = c:d = (c+a):(d+b)$ et de la relation trigonométrique $\cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta = 1$, (6) devient

$$\left(\frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3}\right)^2 = \frac{\beta_3 (\beta_3^* + \beta_c \cos \Theta_3^*)}{\beta_3^* (\beta_3 - \beta_c \cos \Theta_3)} . \quad (6')$$

En substituant (6') dans (2'), on obtient

$$J = \left(\frac{\sin \Theta_3^*}{\sin \Theta_3}\right) \frac{\beta_3}{\gamma_c (\beta_3 - \beta_c \cos \Theta_3)} . \quad (2'')$$

Le pôle du Jacobien définit un angle maximum $\Theta_3^{\max}$

$$\cos \Theta_3^{\max} = \frac{\beta_3}{\beta_c} = \beta_3 \frac{E_c}{p_1} , \quad (5')$$

angle situé vers l'avant dans le laboratoire (cf. Figs. 5 et 6).

1.4.2 Cinématique des réactions à deux corps

La réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$ comme le montre la Fig. 6 satisfait la condition (1).

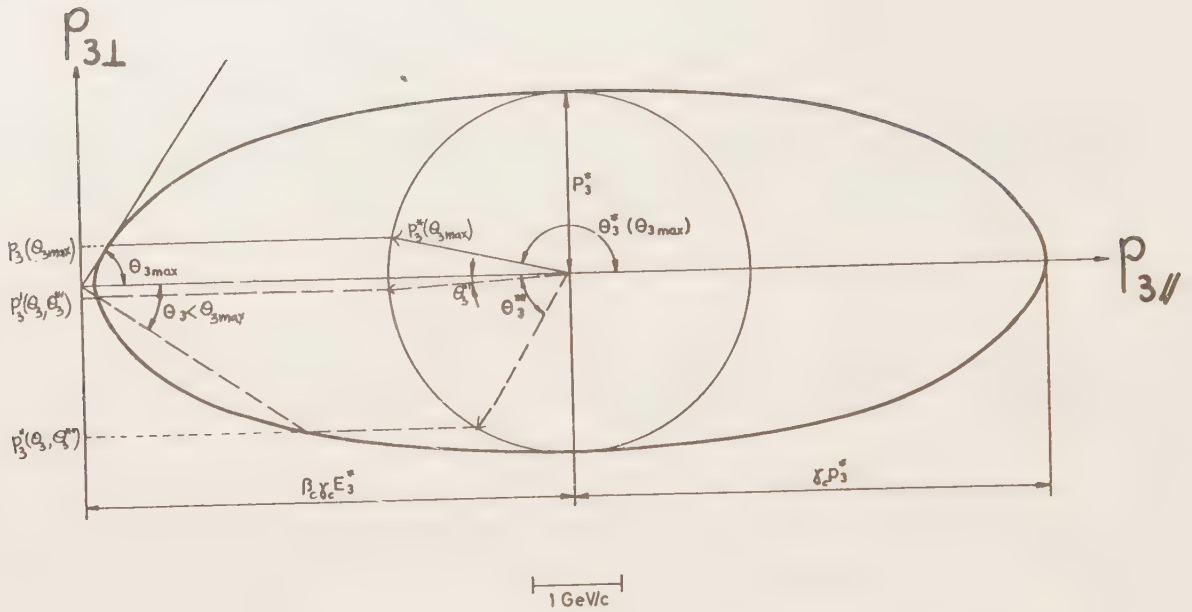


Fig. 6

Transformations cinématiques du c.m.
dans le lab. pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$ à 12 GeV/c, $x = 1,7$ GeV.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion conduit à la formule suivante

$$x^2 = E_4^2 - \vec{p}_4^2 = (E_1 + E_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2 \quad (7)$$

d'où

$$x^2 = \mu^2 + m_2^2 + m_3^2 + 2m_2(E_1 - E_3) - 2E_1 E_3 + 2p_1 p_3 \cos \Theta_3. \quad (7')$$

Cette expression, dans le cas où $m_2 = m_3 = m$, se réduit à

$$x^2 = \mu^2 - 2E_c T_3 + 2p_1 p_3 \cos \Theta_3. \quad (7'')$$

Elle définit des isobares dans le plan $(\Theta_3 \times p_3)$; à 12.0 GeV/c, par exemple, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$, on a la cinématique présentée dans la Fig. 7.

La figure 8 permet de visualiser la réalité des lignes de masse dans le plan $(\Theta_3 \times p_3)$: "S" $\sim \Theta_3$ et "TOF" $\sim 1/p_3$ [cf. (25)]. Il s'agit de la production du méson η par Müller et al.¹⁷⁾. L'expérience "Missing-Mass Spectrometer" n'a pas eu l'occasion de produire une illustration aussi

explicite de l'ensemble de la méthode de la masse manquante, car elle s'est consacrée à la recherche des résonances au voisinage de $\Theta_3^{\max}$, l'angle maximum par lequel passe une ligne de masse.

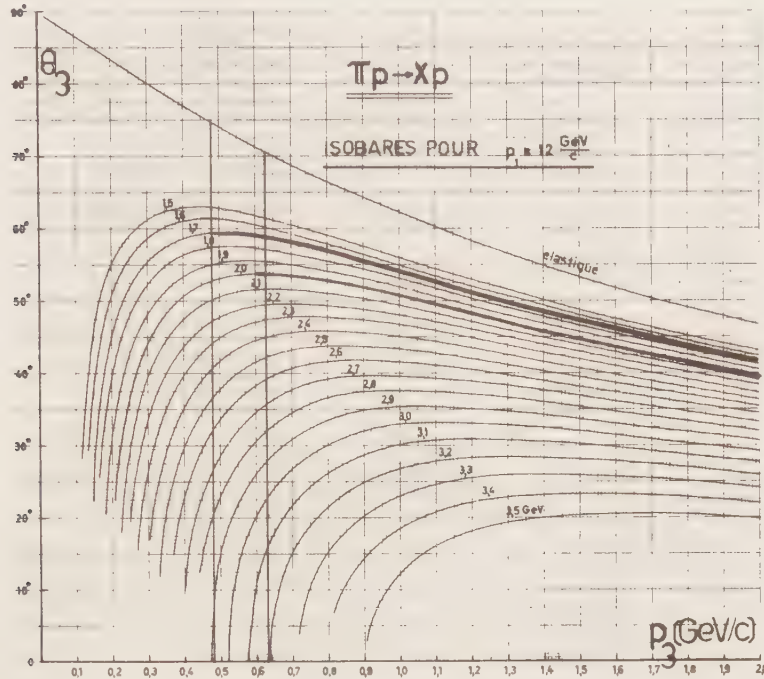


Fig. 7

Lignes cinématiques pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$ à 12 GeV/c.

Calculons la dépendance en Θ_3 , p_1 et p_3 de (7'')

$$\left| \frac{\Delta x}{\Delta \Theta_3} \right| = \frac{1}{x} (p_1 p_3 \sin \Theta_3) ; \quad (8)$$

$$\left| \frac{\Delta x}{\Delta p_1} \right| = \frac{1}{x} (-T_3 \beta_1 + p_3 \cos \Theta_3) ; \quad (9)$$

$$\left| \frac{\Delta x}{\Delta p_3} \right| = \frac{1}{x} (-E_C \beta_3 + p_1 \cos \Theta_3) . \quad (10)$$

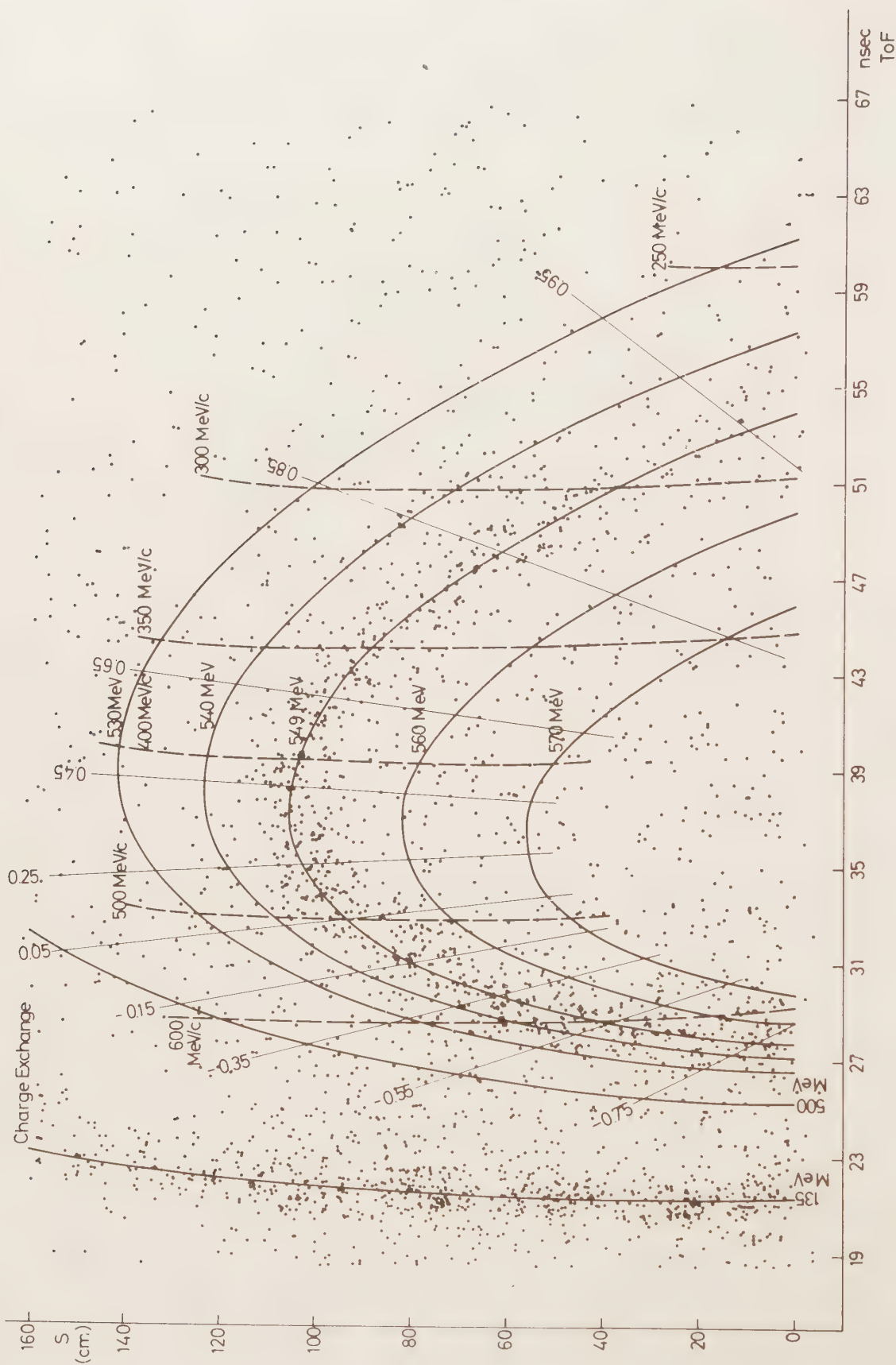


Fig. 8

Isobares pour $p_1 = 763 \text{ MeV/c}$: $\pi^0 (135 \text{ MeV})$ et $\eta^0 (549 \text{ MeV})$
 Réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \text{neutres}$; source : Réf. 17).
 "S" est une distance proportionnelle à Θ_3 et " τ_{TOF} ",
 le temps de vol, est d'après (25) proportionnel à $1/p_3$.

A $\Theta_3 = \Theta_3^{\max}$, la masse définie par (7'') est indépendante de p_3 , en effet grâce à (5'), (10) s'annule. Expérimentalement, il suffit pour déterminer une masse de mesurer l'angle Θ_3 et l'impulsion incidente $\vec{p}_1$ avec précision; seule une information grossière sur p_3 est requise.

En résumé, pour effectuer une expérience sur une réaction à deux corps, on peut se passer d'aimant en se plaçant dans la région du pôle du Jacobien.

1.4.3 Dynamique de la réaction $M + N \rightarrow N + M'$

La région du pôle du Jacobien, outre l'avantage de pouvoir travailler sans aimant, présente un intérêt très substantiel : on a un élargissement de la section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{d \cos \Theta_3} = \frac{d\sigma}{d\Delta^2} \frac{d\Delta^2}{d \cos \Theta_3^*} J(\Theta_3, \Theta_3^*) \quad (11)$$

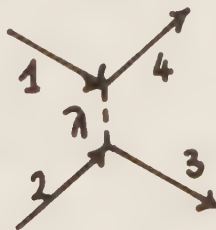
a) Le transfert quadri-impulsion de Δ^2 est défini par

$$\Delta^2 = (p_3 - p_2)^2 = (\vec{p}_3 - \vec{p}_2)^2 - (E_3 - E_2)^2 = 2mT_3, \quad (12)$$

ou encore

$$\Delta^2 = (p_3^* - p_2^*)^2 = 2[(E_3^* E_2^*) - m_3^2] + 2[(E_3^{*2} - m_3^2)(E_2^{*2} - m_3^2)]^{1/2} \cos \Theta_3^*. \quad (12')$$

Considérons le diagramme suivant



λ : symbolise une particule de masse ν échangée au cours de l'interaction entre les particules 1 et 2,

1 : méson stable (π ou K),

2 : le proton cible,

3 : le proton recul

4 : résonance mésique.

On a affaire à différents degrés de périphérisme suivant que λ est un méson pseudoscalaire (π, η, K), vecteur (ρ, ω, K^*) ou tenseur (A_2, f, K^{**}). Dans le cas de l'échange d'une particule pseudoscalaire ($J^P: 0^-$) de masse ν , on a une dépendance simple de la section efficace

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2} \sim \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + \nu^2)} . \quad (13)$$

Expérimentalement, la production de la plupart des résonances mésiques dépend d'une manière exponentielle du carré invariant du quadrivecteur transfert énergie-impulsion $t = -\Delta^2$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=t'} e^{-a|t|}, \quad t' < 0, \quad a \simeq 8 . \quad (14)$$

b) $d\Delta^2/d \cos \Theta^*$ est une fonction "douce" de E_2^* et E_3^* .

c) $J(\Theta_3, \Theta_3^*)$ est le Jacobien avec son pôle à $\Theta_3 = \Theta_3^{\max}$.

Si l'on considère la production d'une résonance de masse $x = 1,7$ GeV dans la réaction $\pi^- p \rightarrow pX^-$ à 12 GeV/c, et que la distribution angulaire dans le système du centre de masse soit isotrope, on obtient dans le laboratoire la courbe a de la Fig. 9.

Puisque le pouvoir de résolution est fini, et que malgré l'existence d'un pôle de J à $\Theta_3 = \Theta_3^{\max}$, la surface engendrée par J comprise entre $\Theta_3^{\max} > \Theta_3 > \Theta_3^{\max} - 2^\circ$ est finie, on appellera par abus de langage "pic du Jacobien", le pic de la distribution angulaire associé à la production d'une résonance de masse x . Ce pic du Jacobien contient environ 1% des événements associés à la production de la particule x .

Il est clair que l'expérience désireuse d'observer ce pic dans la distribution angulaire doit disposer d'un pouvoir de résolution très élevé. Dans les chambres à bulles, la résolution angulaire pour les protons de basse énergie est typiquement de $\Gamma(\Theta_3) \sim 0,35^\circ$ contre $\Gamma \sim 0,1^\circ$ pour une configuration de chambres à étincelles acoustiques.

Considérons maintenant le cas physique où la distribution angulaire dans le c.m. est régie par (14). Grâce au caractère périphérique de l'interaction, on obtient un élargissement considérable du pic du Jacobien (facteur compris entre 10 et 20). La figure 9 (courbe b) montre cet effet [source : Réf. 18)].

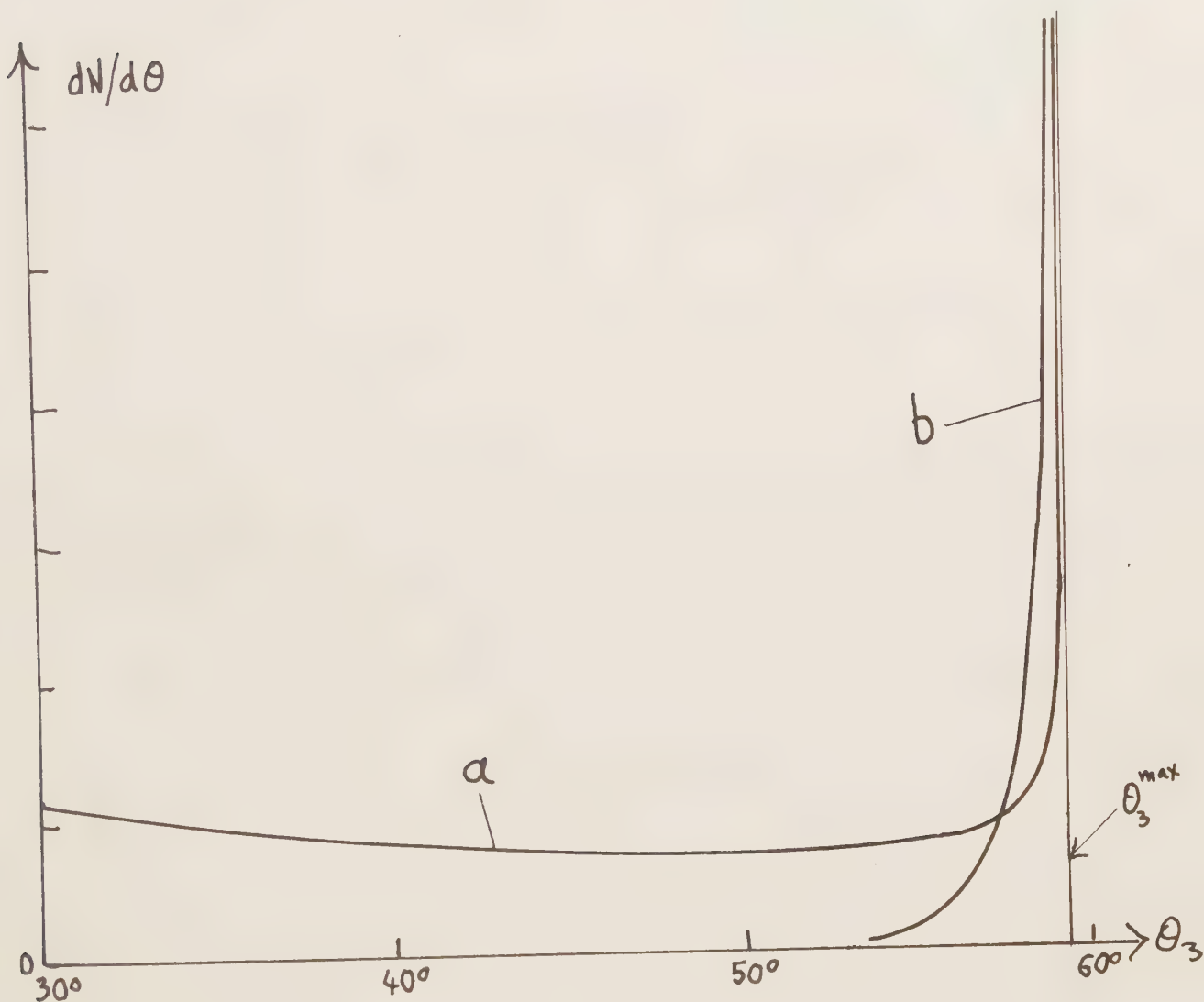


Fig. 9

Section efficace différentielle dans le laboratoire.

En considérant des angles $\Theta_3^* < \Theta_3^*(\Theta_3^{\max})$ - région des grands transferts d'impulsion au proton - on obtiendra, comme $d\sigma/dt$ décroît exponentiellement, un pic de $d\sigma/dt$ au voisinage de $\Theta_3^{\max}$. Les courbes a et b de la Fig. 9 correspondent à la partie droite de l'isobare $x = 1,7$ GeV de la Fig. 7, ligne dessinée en gras. La partie gauche de l'isobare de la Fig. 7 - région des petits transferts d'impulsion au proton - présentera bien sûr un $d\sigma/dt$ avec deux maxima; un étroit à droite, pour $\Theta_3 = \Theta_3^{\max}$, et un large à gauche, pour $\Theta_3 = 0^\circ$.

La figure 10 montre finalement comment varie la section efficace pour une bande d'impulsion particulière du proton de recul $480 < p_3 < 630$ MeV/c, en fonction de la masse manquante. Définissons

$$g(x) = \int_{p_3'}^{p_3''} \frac{d\sigma(x)}{dt} dt / \sigma_{\text{tot}}(x) . \quad (15)$$

Plus la masse est grande, plus grande est la portion de l'isobare - de la section efficace - comprise entre ces limites de p_3 . La figure 10 ne montre que la partie croissante de $g_\sigma = g_\sigma(x)$ qui après la valeur maximum diminue rapidement comme le sous-entend la Fig. 7.

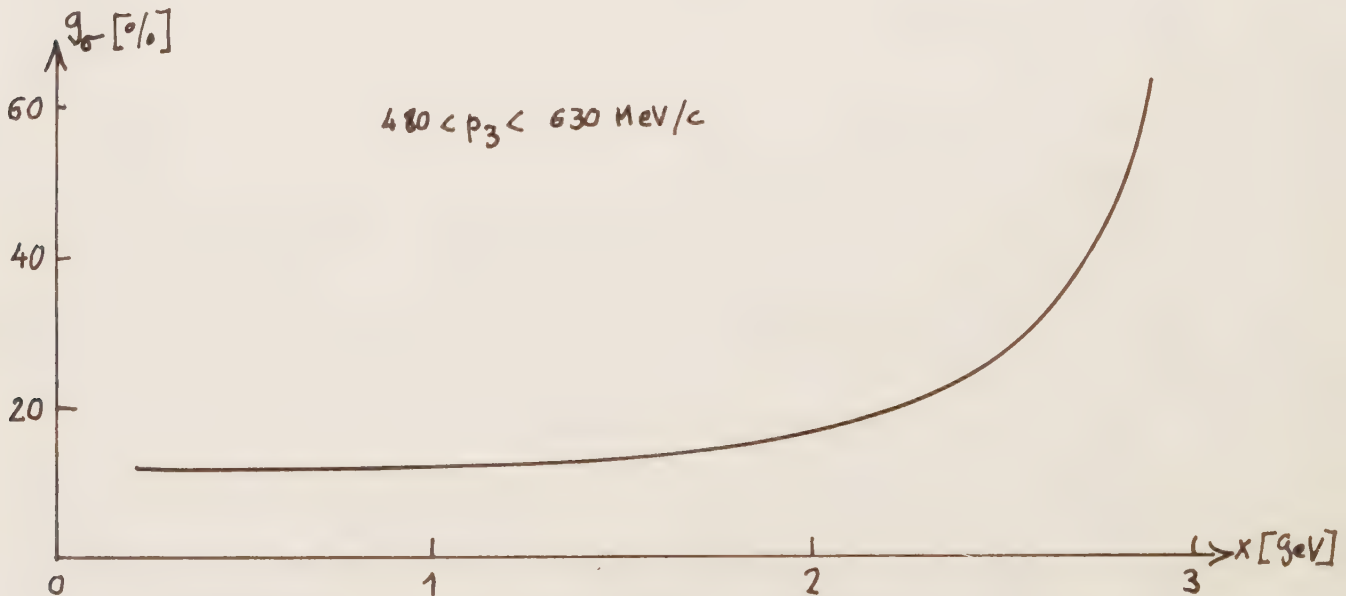


Fig. 10

$g_\sigma = g_\sigma(x)$; [source : Réf. 18)].

1.5 Application

La technique de la masse manquante au voisinage du pic du Jacobien permet de réaliser, plus ou moins facilement, de nombreuses expériences.

Pour clore ce chapitre introductif, nous avons trouvé souhaitable de présenter un tableau comparatif de quelques réactions à deux corps permettant la production de résonances mésiques sous divers transferts d'impulsion et dans divers états de charge.

Le Tableau 1 montre les propriétés de douze réactions à deux corps dont la cinématique est donnée dans la Fig. 11. On a choisi pour ces exemples des particules incidentes de 6,0 GeV/c d'impulsion.

Les remarques concernant le Tableau 1 sont les suivantes :

- a) Seules les réactions 5, 6, 8, 10 et 12 permettent une détermination définitive de l'isospin des bosons produits.
- b) Les intensités des faisceaux incidents mentionnées ici correspondent à une résolution en impulsion $\Delta p/p = \pm 1,0\%$ et à des angles d'émission (colonne R) :
 - a 40 mrad pour faisceau négatif (d25), impulsion des protons primaires dans le SP : 19,2 GeV/c,
 - b 80 mrad pour faisceau positif (SP : 19,2 GeV/c),
 - c 0 mrad pour faisceau extrait (SP : 23,0 GeV/c).

Tableau 1

Douze réactions à deux corps permettant l'emploi de la technique de la masse manquante

Figures	Numéros	Réactions	Isospin du boson produit	Rapport (intensité faisceau) (intensité en π^- du faisceau d25)	R	Remarques
				<u>Impulsion incidente (GeV/c)</u>		
				6,0 9,0 12,0		
		<u>Faisceau incident négatif</u>				
A	1	$\pi^- p \rightarrow pX^-$	≥ 1 - 1	1 1 1		Réaction exploitée par le "MMS".
A	2	$\pi^- p \rightarrow nX^0$	≥ 0 0	1 1 1		Réaction proposée par Kienzie ¹⁹⁾ en 1964; exploitée par Muller ¹⁷⁾ en 1967.
B	3	$K^- p \rightarrow pZ^-$	$\geq 1/2$ - 1/2	0,013 0,010 0,005	a	Réaction exploitée par le "MMS".
B	4	$K^- p \rightarrow nZ^0$	$\geq 1/2$ 1/2	0,013 0,010 0,005		Non exploitée.
C	5	$\bar{p}d \rightarrow pX^-$	1 - 1	0,005 0,003 0,000	a	Non exploitée [canal " u " de la réaction (6)] permet l'étude de masses élevées avec une excellente résolution.
		<u>Faisceau positif</u>		$1,0 \times 10^4$ $4,5 \times 10^3$ $2,0 \times 10^3$	c	
D	6	$pp \rightarrow dX^+$	1 1	5,0 5,0 5,0	b	Réaction exploitée par Oostens ²⁰⁾ .
A	7	$\pi^+ p \rightarrow pX^+$	≥ 1 1	1 1 1		Non exploitée.
A	8	$\pi^+ p \rightarrow nX^{++}$	2 2			Non exploitée.
B	9	$K^+ p \rightarrow pZ^+$	$\geq 1/2$ 1/2	0,17 0,17 0,17		Non exploitée.
B	10	$K^+ p \rightarrow nZ^{++}$	$3/2$ 3/2	0,17 0,17 0,17		Non exploitée.
E	11	$pd \rightarrow {}^3\text{He}X^0$	0,1 0	? ? ?		Proposée par Maglic ²¹⁾ .
F	12	$dd \rightarrow {}^4\text{He}X^0$	0 0	? ? ?		Proposée par Maglic ²¹⁾ .

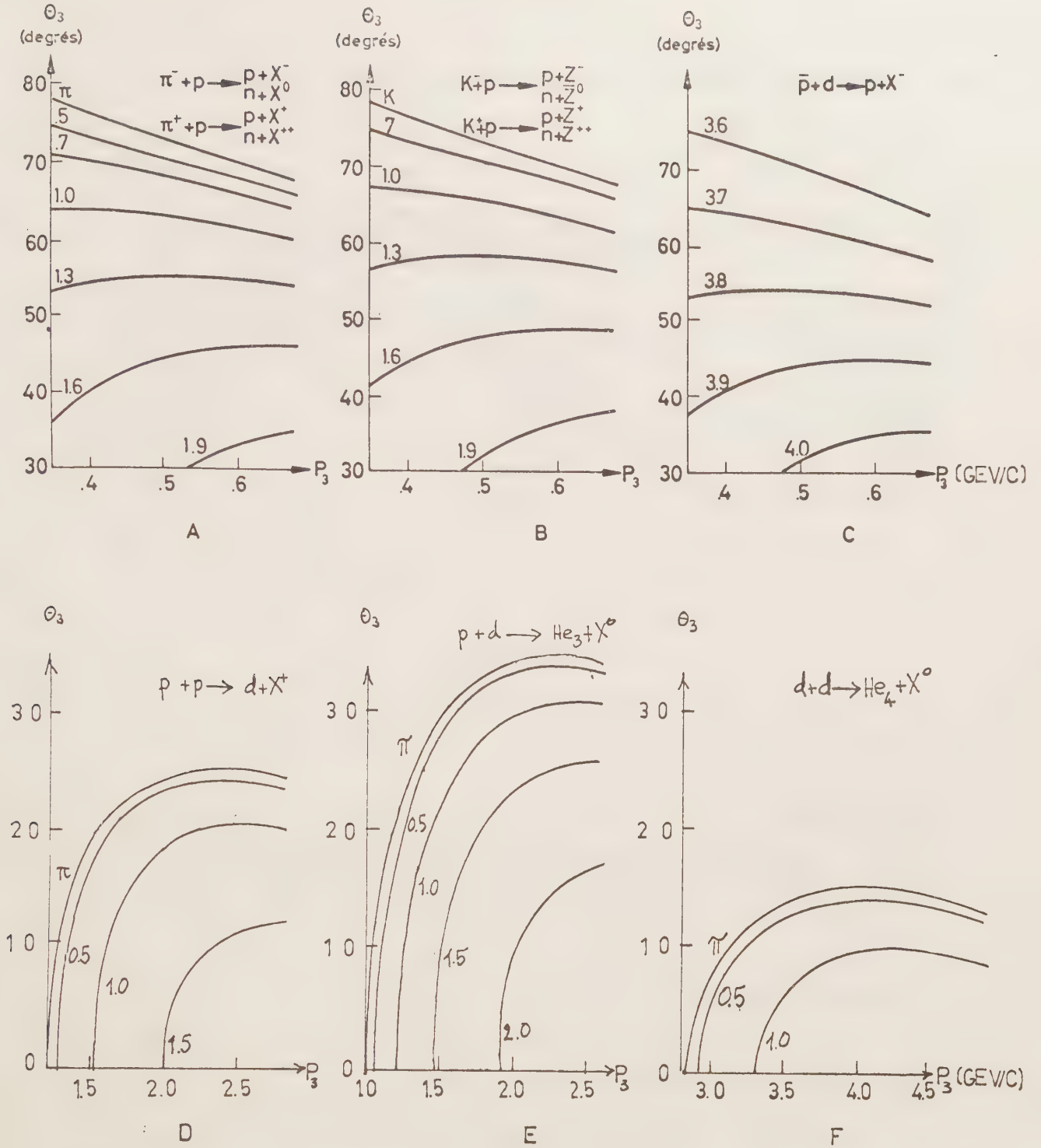


Fig. 11

Cinématique de douze réactions à deux corps permettant l'emploi de la technique de la masse manquante au voisinage du pic du Jacobien.

L'investigation des réactions A, B et C est possible avec un spectromètre de masse manquante du type décrit au Chapitre 2, par contre pour les réactions D, E et F, une analyse magnétique de l'impulsion du proton de recul est nécessaire.

2. LE SPECTROMETRE A BOSONS DU CERN : "MISSING-MASS SPECTROMETER"

2.1 Quantités mesurées

L'expérience "Missing-Mass" s'est proposée d'obtenir le spectre de masse produit par les réactions à deux corps suivantes $\pi^- p \rightarrow pX^-$ et $K^- p \rightarrow pZ^-$. En se plaçant au voisinage du pic du Jacobien, il suffit :

a) de mesurer

- l'impulsion incidente $\vec{p}_1$,
- la direction Θ_3 de l'impulsion du proton de recul $\vec{p}_3$, et approximativement $p_3 = |\vec{p}_3|$, afin de pouvoir délimiter la région du pic du Jacobien;

b) d'identifier

- le pion ou le kaon incident,
- le proton de recul parmi les particules parasites;

c) de compter

- le nombre de particules incidentes,
- le nombre d'interactions dans la cible,
- le nombre de particules chargées produites par interaction.

2.2 Appareillage

2.2.1 Logique de l'expérience, conditions de déclenchement

Pour faciliter la compréhension de l'expérience, présentons tout d'abord :

A. Le cadre géographique

La figure 12 montre l'emplacement de l'expérience "Missing-Mass" dans le hall sud du Synchrotron à protons du CERN.

Le faisceau d25 utilisé par l'expérience "Missing-Mass" a les caractéristiques suivantes. Le Synchrotron à protons du CERN (SP), fonctionnant sous des conditions optimales, produit un faisceau interne de 10^{12} protons (1 Teraproton) de 19,2 GeV/c. La cible interne No 1 est un barreau de beryllium de 1 mm de diamètre (longueur 2 cm); elle permet d'obtenir différentes particules avec un large spectre d'impulsion. Le faisceau d25 est émis sous un angle de 38 mrad. Pour une intensité de 30% sur la cible 1, il y a environ $6 \times 10^4 \pi$ répartis sur 200 msec utilisables par l'expérience "Missing-Mass".

anneau du Synchrotron à protons

intensité : 1,0 Téra-proton

impulsion : 19,2 GeV/c

angle d'émission du
faisceau d25 : 38 mrad

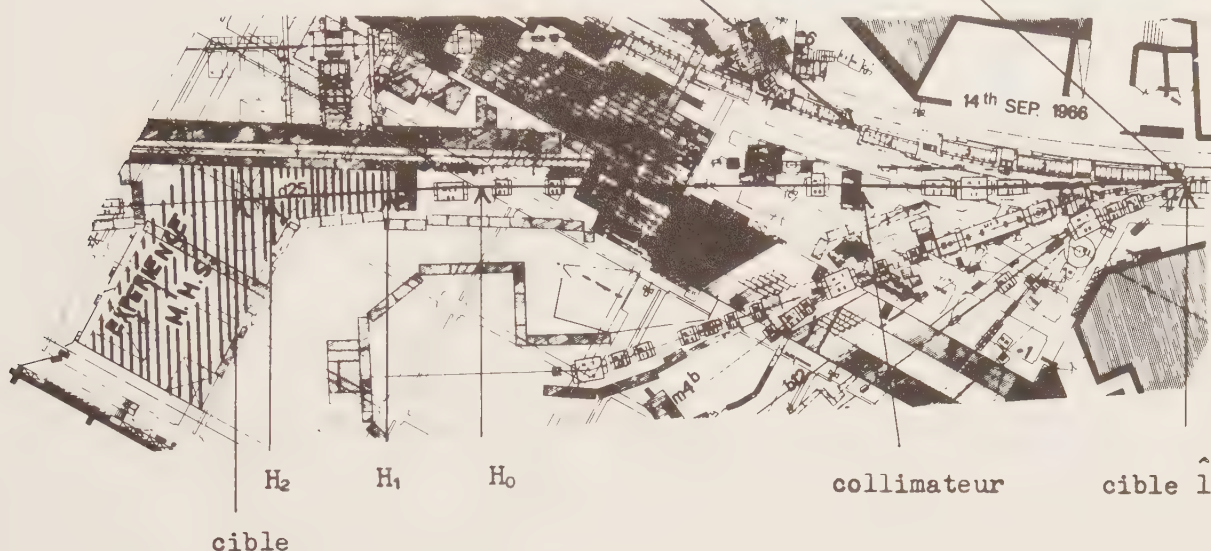


Fig. 12

Plan du SP (hall sud).

La largeur de la bande d'impulsion acceptée est déterminée par l'ouverture réglable à distance du collimateur. Le collimateur joue le rôle de source géométrique pour le faisceau, alors que la source physique est la cible $\hat{1}$.

A sa source physique, le faisceau d25 a une certaine composition en π^- , K^- et $\bar{p}$. Cette composition va se modifier au cours du transport dans le hall sud.

La figure 13 montre comment varie le rapport K^-/π^- avec la distance en fonction de l'impulsion des particules du faisceau (effet dû à la différence de temps de vie et de section efficace).

La figure 14 montre pour différentes impulsions quelles sont les intensités relatives en π , K et $\bar{p}$ au niveau de la cible d'hydrogène utilisée dans l'expérience "Missing-Mass Spectrometer" (72,5 m de la cible No $\hat{1}$) [cf. Réf. 5)].

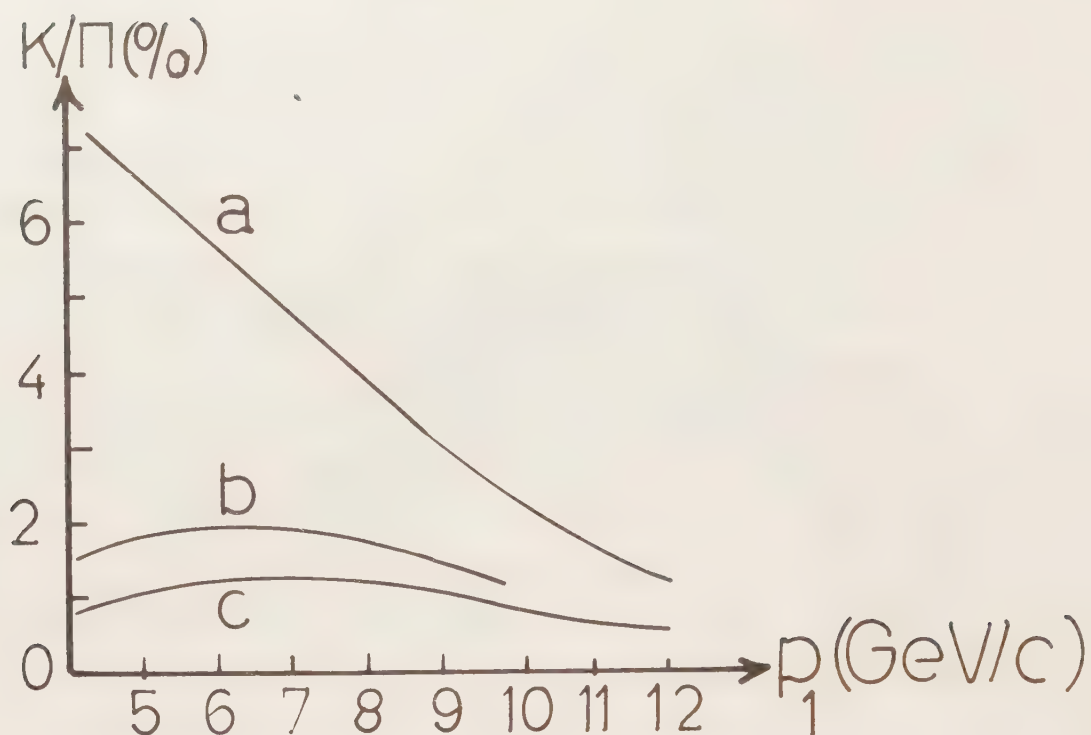


Fig. 13

Composition du faisceau d25 en fonction de la distance de la cible $\hat{1}$.

a : 0 m; b : 50 m; c : 72,5 m (cible "MMS").

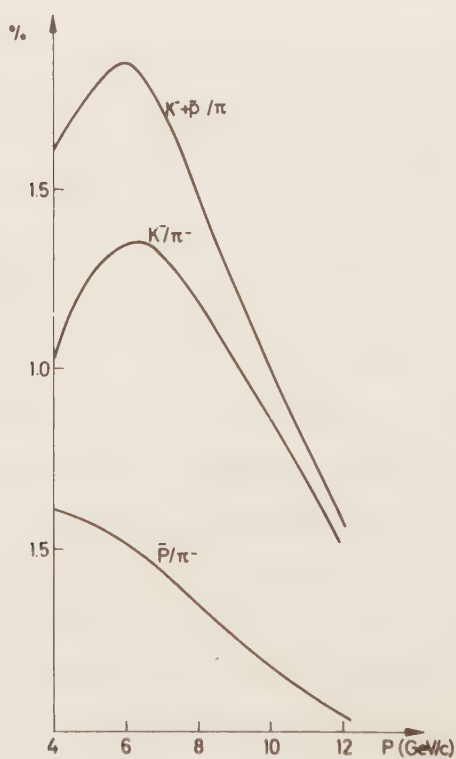


Fig. 14

Composition du faisceau d25 à 72,5 m de la cible $\hat{1}$.

B. Le dispositif expérimental

- a) Les divers éléments du dispositif et le système de référence qui y est attaché (Fig. 15).

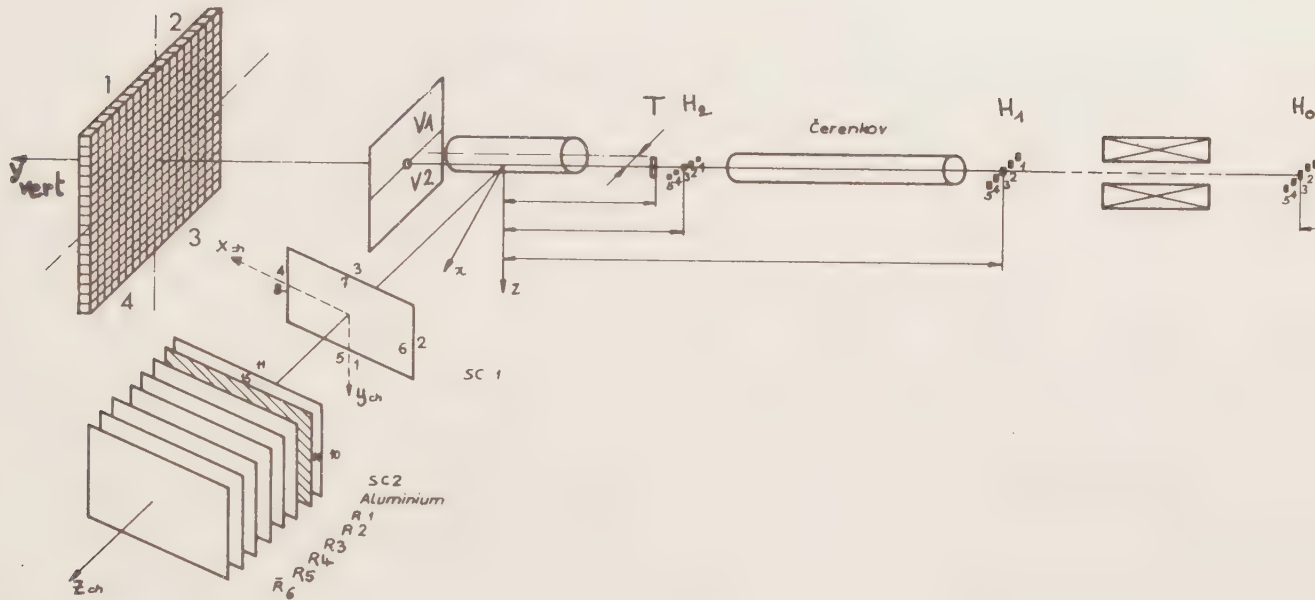


Fig. 15

Schéma dispositif et système de coordonnées.

- b) Définition des divers angles du télescope à protons (Fig. 16).
c) Efficacité géométrique du télescope (Fig. 17).

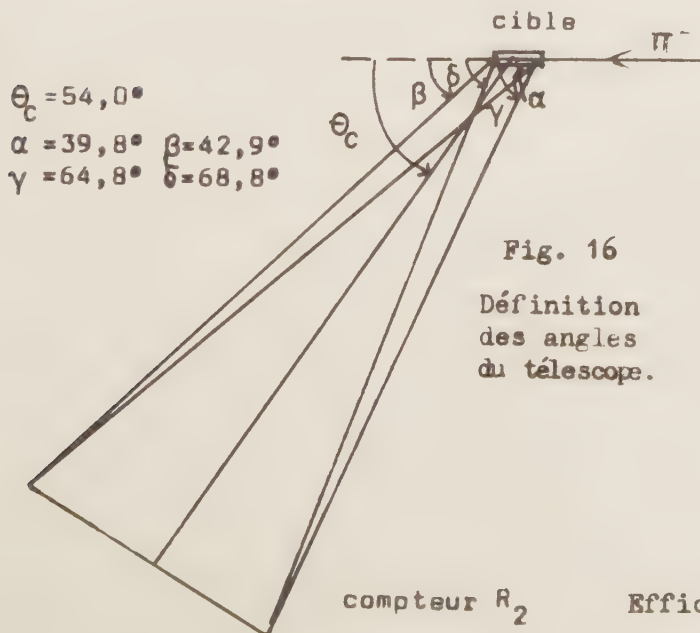


Fig. 16

Définition
des angles
du télescope.

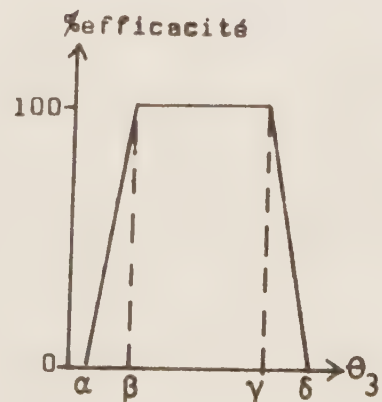


Fig. 17

Efficacité géométrique de télescope.

C. La construction mécanique

L'élément principal est la "table tournante". Elle est porteuse du télescope permettant l'identification et l'analyse du proton de recul sous divers angles (Fig. 18). La possibilité de varier l'angle du télescope est essentielle pour trois raisons :

- Test de l'alignement géométrique des chambres soniques à $\Theta_c = 0^\circ$.
- Tests élastiques à grand angle, $\Theta_c \sim 65^\circ$.
- "Runs" à divers angles pour éviter les biais expérimentaux dus à d'éventuelles inefficacités des chambres soniques ou des compteurs $52^\circ < \Theta_c < 55^\circ$.

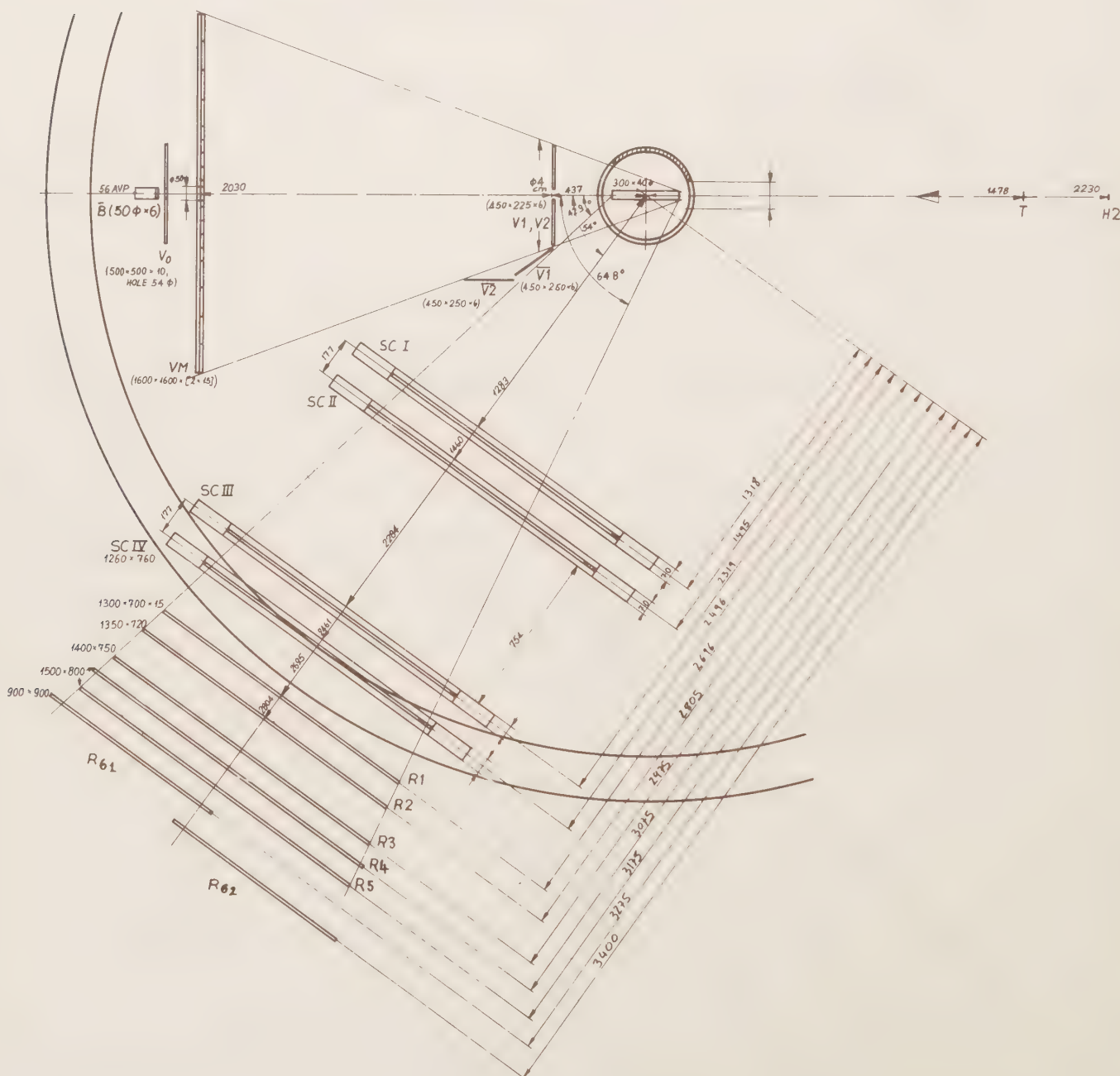


Fig. 18 - Le dispositif expérimental.

D. La logique rapide

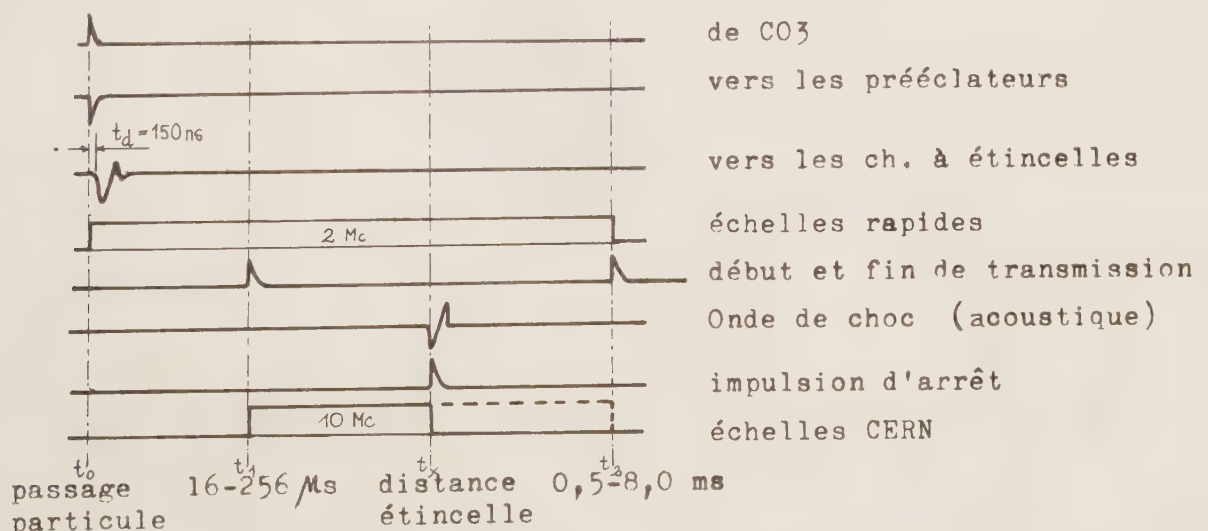
Trois conditions satisfaites simultanément définissent un événement :

- Une particule incidente (π ou K) doit traverser le télescope incident (soit les trois hodoscopes H_0, H_1, H_2 et le compteur de "temps de vol" : T).
- Un proton doit traverser le télescope de recul jusqu'au compteur de "range" : R_2 , et son temps de vol doit être plus grand d'au moins 6 nsec que le temps de vol de particules relativistes. Ce proton devra aussi s'arrêter dans le télescope avant le compteur de veto $\bar{R}_6$.
- Une particule chargée au minimum doit traverser soit le compteur de "vertex" V_1 soit V_2 . Cette condition, qui purifie le "trigger", tient compte du fait que dans le cas d'une véritable interaction, parmi les pions chargés produits, au moins l'un d'entre eux est émis vers l'avant. On exige aussi la condition complémentaire : pas de particules dans le compteur de veto $\bar{B}$.

Ces trois conditions satisfont la logique rapide qui va à son tour déclencher la logique lente. La figure 19 montre l'ensemble de la logique rapide. Les systèmes annexes sont encadrés en pointillé.

E. La logique lente

A chaque événement défini par la logique rapide est associé un signal envoyé au "Commander" qui ordonne la décharge des chambres soniques suivant la séquence temporelle ci-après.



Et enfin, le "Commander" donne l'ordre à la calculatrice de lire les échelles.

Légende du schéma de la logique rapide (Fig. 19)

Commander : circuit logique d'asservissement de la logique lente;
CO : circuit de coïncidence (lorsqu'un signal est en anti-coïncidence, son entrée dans la boîte est marquée ANTI);
DEL : ligne de retard;
DEL P₃ : ligne de retard sélectionnant la limite inférieure de la bande d'impulsion de recul;
F. DISC : discriminateur rapide;
Gate : porte;
LSD : discriminateur à faible dérive;
MIX : circuit d'addition de signaux;
P.U. : unité indicatrice;
Scaler : échelle de comptage;
SH : circuit de mise en forme;
SPL : circuit de distribution d'un signal;
TAC : convertisseur temps - hauteur d'impulsion;
TMC 256 : analyseur d'impulsion multicanaux;
TOF I (II): temps de vol entre le compteur T et R₁ (R₂);
TR : circuit de mise en forme avec retard et largeur ajustables.

F. Lecture et analyse de l'information

La lecture et l'analyse de l'information est faite d'après la Fig. 20.

2.2.2 Identification de la particule incidente
et mesure de son impulsion

A. Identification de la particule incidente

Elle a été faite à l'aide d'un compteur Čerenkov à gaz de type seuil [cf. Réf. 22)].

Examinons son fonctionnement [voir, par exemple, Réf. 16)]. La lumière Čerenkov est produite sous un angle défini par

$$\cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \simeq 1 + \epsilon - \delta \quad (16)$$

où

$$\epsilon = 1 - \beta \quad \text{et} \quad \delta = n - 1.$$

La condition d'émission de la lumière Čerenkov est

$$\delta \geq \epsilon. \quad (17)$$

L'indice de réfraction n du gaz (dans l'approximation du gaz parfait) augmente avec la pression comme

$$\delta = \delta_0 \left(\frac{p}{0,981} \right) / \left(1 + \frac{t}{273} \right) \quad (18)$$

où p , la pression est exprimée en (kg/cm^2) et t , la température, en degré Celsius. La constante δ_0 dépend de la longueur d'onde. Comme gaz, on a choisi l'hydrogène, car c'est le gaz qui génère le moins de diffusion multiple pour les particules du faisceau incident.

La figure 21 montre comment δ_0 varie avec la longueur d'onde. Calculons le seuil de production de la lumière Čerenkov pour des K^- de 11,5 GeV/c. On choisit une valeur moyenne pour $\delta_0 = 143 \times 10^{-6}$ correspondant à $\lambda = 4000 \text{ Å}$, valeur où le phototube, type 56 UVP, a le maximum de son efficacité.

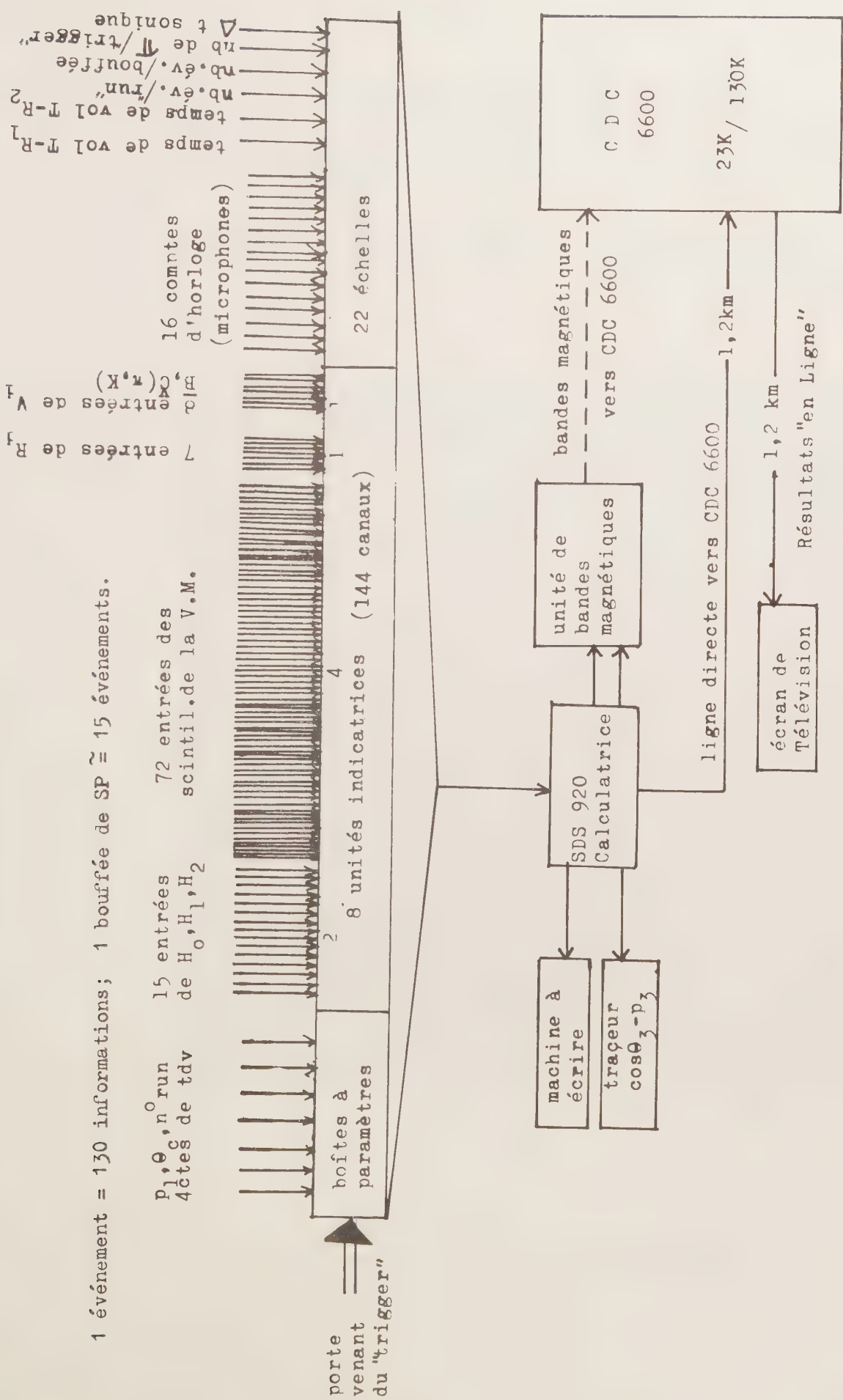


Fig. 20

Schéma du transfert de l'information.

$$\beta_K = \frac{p}{E} = 0,999\,079, \quad \text{d'où} \quad \epsilon_K = (1,0 - \beta_K) = 920 \times 10^{-6}$$

à titre de comparaison, $\epsilon_\pi = 73 \times 10^{-6}$. $\delta_{\text{seuil K}} = \epsilon_K$ d'où

$$p_{\text{seuil K}} = \left(1 + \frac{20}{273}\right) 0,981 \frac{920}{143} = 6,8 \text{ kg/cm}^2,$$

ce qui est observé sur la Fig. 22.

Si on fixe la pression du gaz dans le $\check{\text{Cerenkov}}$ à $6,8 \text{ kg/cm}^2$, seuls les π vont produire de la lumière. On identifiera les K comme étant les particules ne produisant pas de lumière. Il est évident qu'en ne disposant que d'un seul compteur $\check{\text{Cerenkov}}$, on ne peut obtenir une identification parfaite des kaons; ceci pour deux raisons :

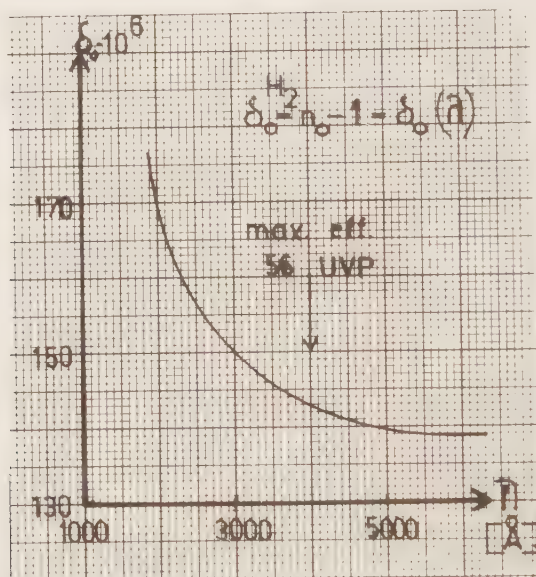


Fig. 21

$$\delta_0 = \delta_0(\lambda).$$

- a) Il existe dans le faisceau une contamination d'environ 0,5% d'anti-protons qui, eux aussi, ne donneront pas de lumière. La figure 22 montre qu'à 9,0 kg/cm² les π^+K ne suffisent pas encore pour épuiser le nombre total de C01.
- b) Les π produisent un certain nombre de photons lesquels doivent produire en moyenne un nombre suffisant de photoélectrons (au minimum 2) pour donner un signal détectable.

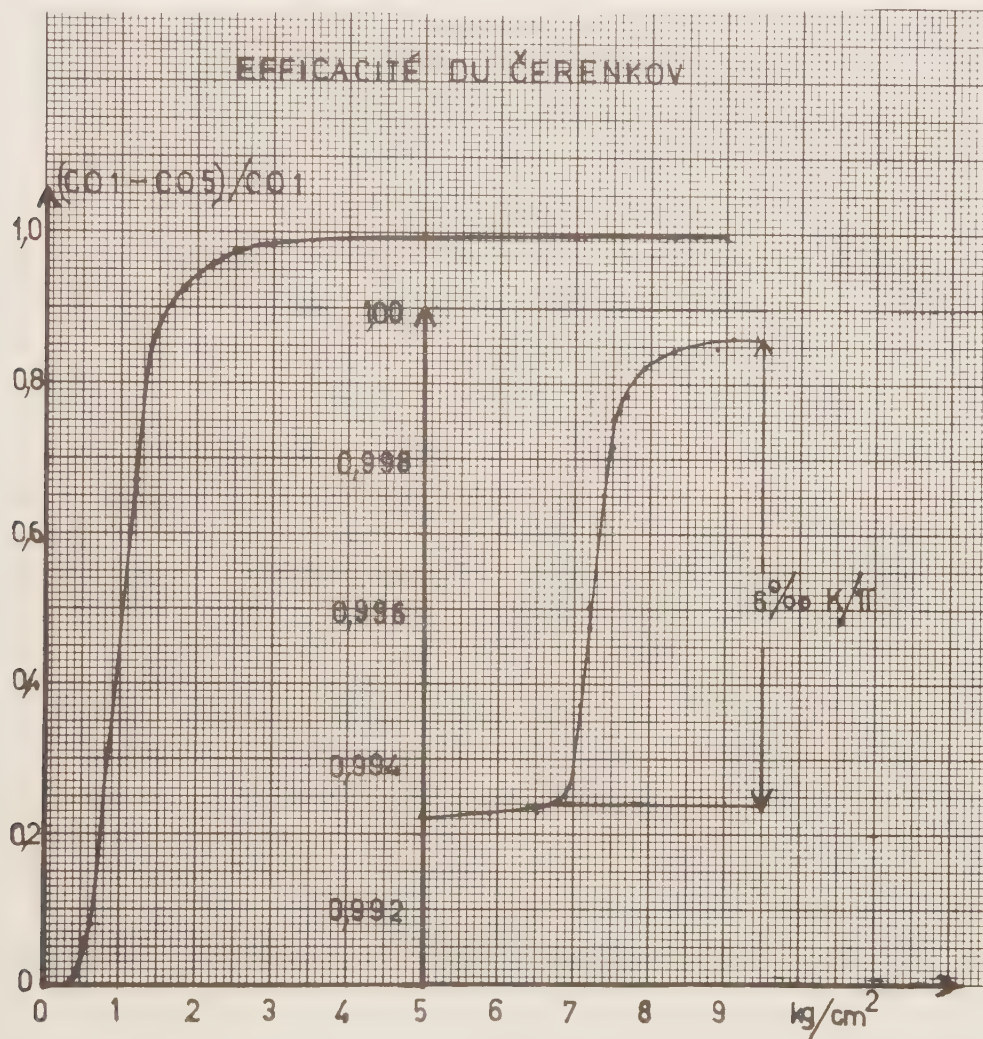


Fig. 22

Efficacité du Čerenkov en fonction de la pression.

Les fluctuations statistiques sur ce nombre (fluctuations données par la statistique de Poisson) peuvent cependant réduire ce nombre à moins de deux photoélectrons (0 ou 1). Faisons le calcul approximatif suivant. Soit dN , le nombre de photons produits par les π par unité de longueur; la formule classique est la suivante [voir, par exemple, Réf. 16)]

$$dN = \frac{d\omega}{c} \frac{1}{137} 2 \times (\delta - \epsilon_{\pi}) \times 10^6 \quad (19)$$

avec

$$\frac{d\omega}{c} = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = 6,5 \times 10^6 ,$$

$d\omega/c$ est le domaine de sensibilité en longueur d'onde de la photocathode ($2600 < \lambda < 5500 \text{ \AA}$), d'où $dN = 82$ photons/mètre. n , le nombre de photoélectrons, est donné par la formule

$$n = \ell \cdot C \cdot P \cdot dN , \quad (20)$$

ℓ : longueur du compteur Čerenkov (6 m),

G : efficacité géométrique de la collection de la lumière (50% environ),

P : efficacité de la photocathode (6% environ),

d'où

$$n \simeq 15 \text{ photoélectrons.}$$

La probabilité P que donne la statistique de Poisson pour qu'une moyenne de 15 fluctue à 0 ou à 1 est

$$P(< 2, 15) = e^{-15} \frac{15^0}{0!} + e^{-15} \frac{15^1}{1!} = 5 \cdot 10^{-5} , \quad (21)$$

c'est le nombre des pions simulant des K (moins de 1% du nombre des kaons). On remarque sur la Fig. 22 que le seuil des π est encore légèrement incliné entre 5,0 et 6,5 kg/cm^2 ; l'inefficacité de détection des pions à 5 kg/cm^2 n'étant pas encore négligeable.

Pour une pression de 5 kg/cm^2 , le nombre des photoélectrons produits est seulement de 11; l'inefficacité $P(< 2,11) \simeq 2 \cdot 10^{-4}$. En passant d'une pression de 5 kg/cm^2 à une pression de $6,7 \text{ kg/cm}^2$, l'efficacité augmente de $0,15 \cdot 10^{-3}$, ce qui est parfaitement compatible avec l'effet montré dans la Fig. 22, de même que pour une pression de 3 kg/cm^2 , seulement six photoélectrons sont produits $P(< 2,6) = 1,5 \cdot 10^{-2}$.

B. Mesure de l'impulsion de la particule incidente

La valeur absolue moyenne de l'impulsion $|\vec{p}_1|$ est donnée par l'intensité du courant dans les aimants de déflexion. Elle a été estimée à 2% près. Aucune mesure de l'impulsion $|\vec{p}_1|$ est faite dans l'expérience "Missing-Mass". Un test avec le Čerenkov est impossible; 2% de variation sur l'impulsion des π^- ne produisent pas d'effets mesurables avec ce type de compteur. Par contre, une mesure de la dispersion en impulsion du faisceau est faite simultanément à la détection des particules incidentes. On utilise trois ensembles d'hodoscopes H_0 , H_1 et H_2 séparés respectivement par 12 000 et 9010 mm, H_2 étant distant de la cible de 2230 mm. Ces hodoscopes sont des petits scintillateurs plastiques avec guide de lumière à air. Leurs dimensions sont les suivantes :

H_0 : H_{01} et H_{05} ($6,67 \times 90,0 \times 3,0 \text{ mm}$); H_{02} , H_{03} et H_{04} ($10 \times 90 \times 3 \text{ mm}$).

La largeur couverte est de 30 mm; on a un recouvrement symétrique des compteurs de 3,33 mm de telle sorte que la partie non recouverte de chaque élément est de 3,33 mm. On a donc cinq parties non recouvertes ($5 \times 3,33$), quatre parties recouvertes ($4 \times 3,33$); largeur couverte = neuf éléments = 30 mm suivant la Fig. 23.

H_1 : H_{11} et H_{12} ($12,9 \times 60 \times 3 \text{ mm}$); H_{13} , H_{14} et H_{15} ($19,33 \times 60 \times 3 \text{ mm}$).

La largeur couverte est de 58 mm, d'où un recouvrement symétrique ΔH_1 de 6,44 mm, soit neuf éléments de ($6,44 \times 60 \times 3 \text{ mm}$).

H_2 : H_{21} et H_{25} ($4,44 \times 15 \times 3 \text{ mm}$); H_{22} , H_{23} et H_{24} ($6,66 \times 15 \times 3 \text{ mm}$).

La largeur couverte est de 20 mm, d'où un recouvrement symétrique ΔH_2 de 2,22 mm, soit neuf éléments de ($2,22 \times 15 \times 3 \text{ mm}$).

La dimension finie des neuf éléments ΔH_1 de chaque hodoscope va introduire une incertitude latérale dans la détermination de la ligne des pions. L'incertitude maximum est de $(\Delta H_1 + \Delta H_2)/2(H_1 - H_2)$ où $H_1 - H_2$ est la distance séparant les deux hodoscopes, soit 0,5 mrad. L'incertitude maximum en hauteur sera de 4,5 mrad.

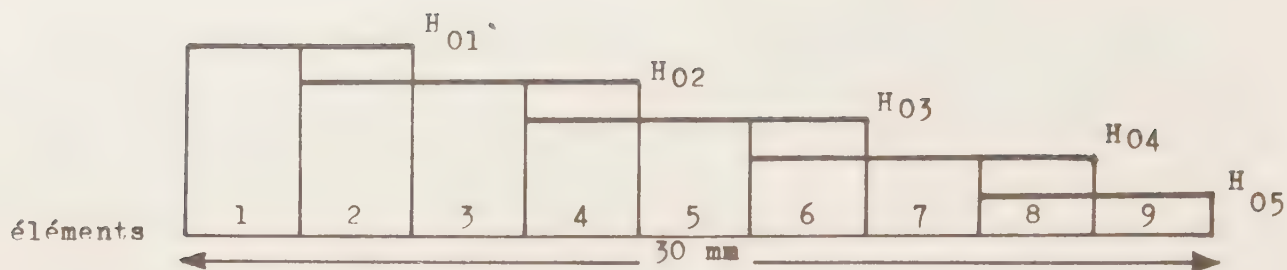


Fig. 23

Schéma de l'hodoscope H_0 .

Un programme de reconstruction élaboré par H. Neal²³⁾ a permis, grâce à l'information de ces trois séries d'hodosopes, de montrer que la dispersion du faisceau en impulsion d25 est seulement de $\pm 0,5\%$ pour une ouverture du collimateur de 1,0 cm (Fig. 24). L'erreur sur l'impulsion étant encore plus faible (0,2%), Fig. 25.

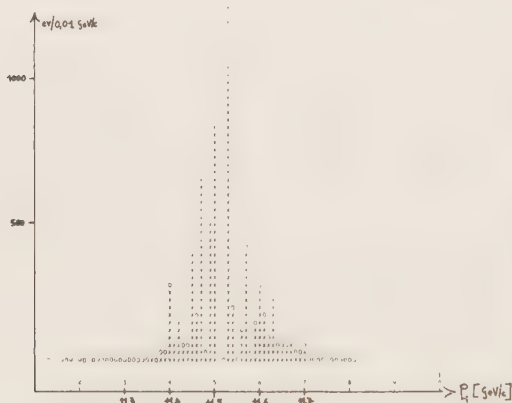


Fig. 24

Distribution de l'impulsion des particules incidentes.

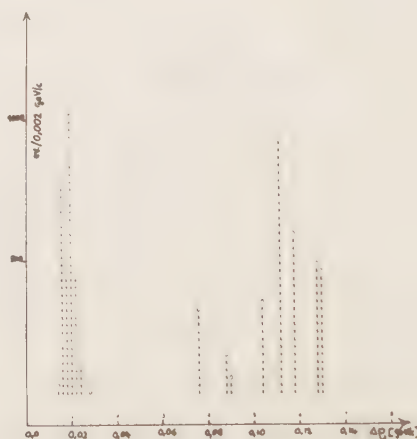


Fig. 25

Distribution de Δp_1 .

La structure magnétique (quadripoles) focalise le faisceau au niveau de la cible d'hydrogène. L'image de la source géométrique peut être déduite à partir des distributions des diverses combinaisons des compteurs H_{1i} et H_{2j} touchés.

Cependant pour vérifier avec précision la direction du faisceau (c'est-à-dire l'intensité du courant dans l'aimant de déflexion M_3) et son centrage (1 cm du bord de la cible, cela pour limiter l'effet de la diffusion multiple sur le proton de recul), on place une émulsion photographique "polaroïde" en contact avec de petits scintillateurs cylindriques. La figure 26 représente cette photo (5 minutes de pose, film 3000 ASA). La surface impressionnée contient environ les 50% du faisceau, le reste est distribué dans un halo de 2 m de diamètre environ.

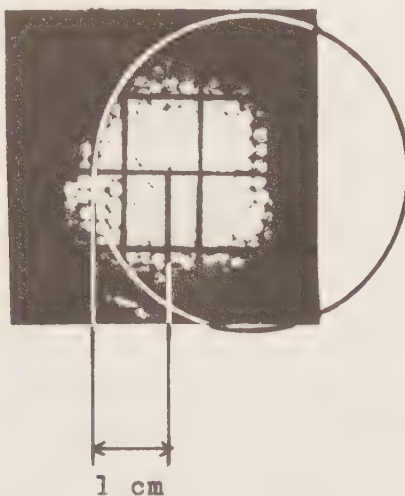


Fig. 26

Photographie du faisceau d25 devant la cible.
(Le cercle représente la cible d'hydrogène.)

2.2.3 Interactions dans la cible

A. Description de la cible d'hydrogène

L'expérience "Missing-Mass" a utilisé la cible montrée dans la Fig. 27. Les caractéristiques principales (voir Fig. 27) sont :

- 1 : cible d'hydrogène liquide, diamètre 40 mm, longueur 300 mm, paroi de mylar de 0,12 mm;
- 2 : isolation thermique, fenêtre "proton" de l'écran thermique : aluminium 0,04 mm;
- 3 : isolation thermique, support aluminium 0,12 mm;
- 4 : fenêtre du tank à vide : mylar 0,28 mm;
- 5 : tuyau d'arrivée de l'hydrogène liquide;

- 6 : direction du faisceau incident;
7 : point de centrage du faisceau dans la cible 1 cm du bord intérieur de la cible côté télescope à protons;
8 : direction du télescope à protons.

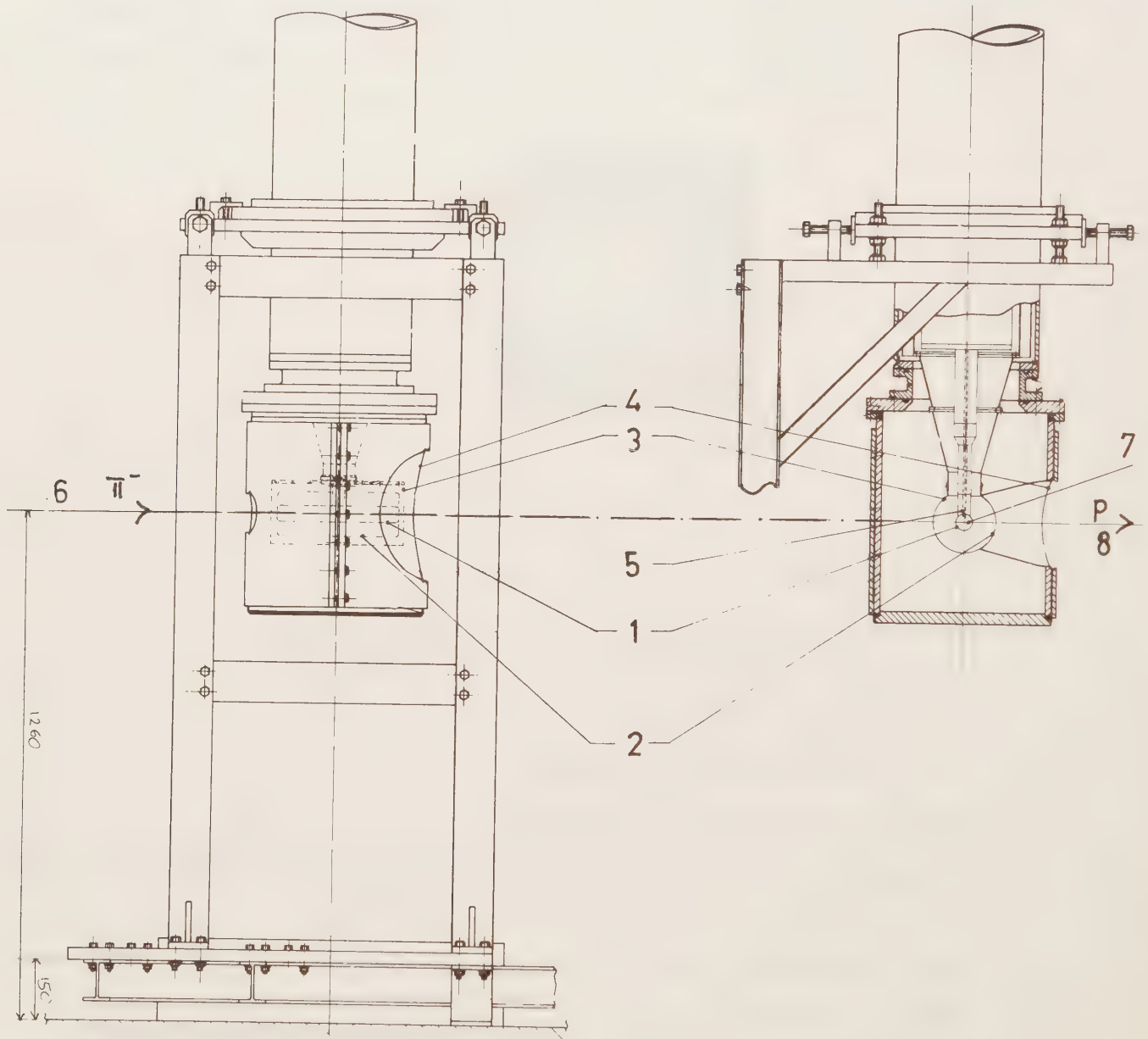


Fig. 27

Plan de la cible.

B. Interactions

Les chambres soniques permettent de reconstruire la distribution des points d'interactions du faisceau incident. Les événements provenant des fenêtres de l'écran thermique ne sont pas utilisables, le mouvement de Fermi des nucléons dans les atomes de carbone ou d'aluminium empêche de voir quelque structure que ce soit dans le spectre de masse de ces événements.

Afin de réduire le bruit de fond, des coupures sur Y_{vertex} (cf. Fig. 15) seront faites lors de l'analyse des données. Cette distribution des points d'interactions du faisceau permet de contrôler le comportement de la cible à hydrogène (cf. Fig. 28) :

- a) Les estimations de la proportion des événements provenant d'une interaction dans l'hydrogène par rapport aux événements produits par interaction dans le mylar. Une fois la cible vide, on normalise la distribution soit sur les événements produits dans le tuyau d'arrivée de l'hydrogène, soit sur ceux produits dans l'écran thermique. Ce rapport est de 1 à 10 pour les événements produits dans les limites de la cible; électroniquement, il est de 1 à 4,5 dans les tests élastiques, ce qui inclut les événements produits en dehors de la cible.
- b) Les éventuelles déficiences techniques du système de pompage pour le vide se traduisent par des effets évidents. La valeur opérationnelle du "vide" est de 5×10^{-6} atm. Au cours de certains "runs", la pression est montée à 5×10^{-4} et on observe parfaitement la formation d'air solidifié sur l'extérieur des parois de la cible.

C. Section efficace

Le nombre de protons de recul, n , accompagnant la production d'un état résonnant est donné par la formule suivante

$$n = \sigma \cdot N_{\pi} \cdot \ell \cdot D \cdot g_{\sigma} \frac{\Delta\phi}{360} , \quad (22)$$

- ℓ : longueur de la cible (30 cm),
- $\Delta\phi/360$: ouverture azimutale du télescope (déterminée par R_2),
- N_{π} : nombre de π incidents = nombre de C01 = $6 \times 10^4 \pi$ /bouffée du SP,
- g_{σ} : est donné par (15), pour une résonance donnée, environ 15%,
- D : densité d'atome de la cible.

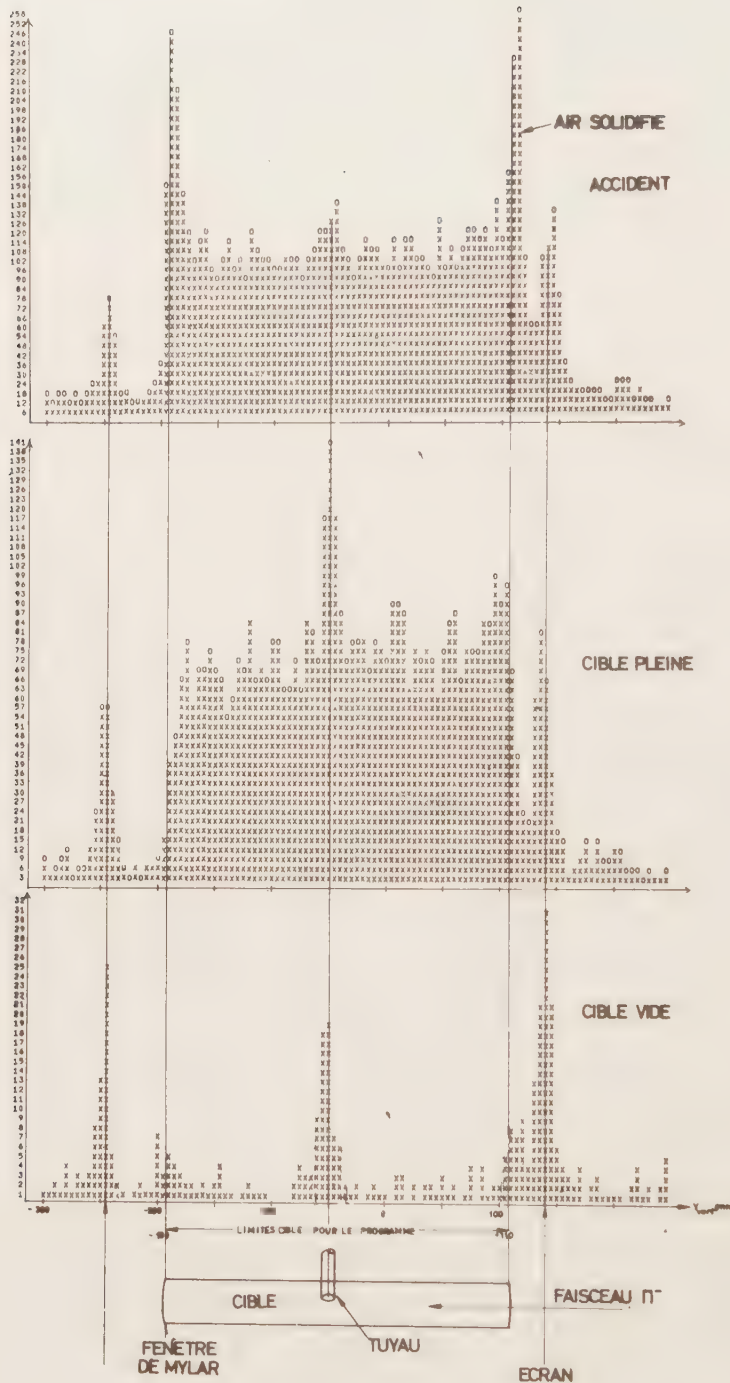


Fig. 28

Distribution de Y_{vertex} .

$$\frac{\Delta\varphi}{360^\circ} = \frac{720}{2\pi \times 2804 \times \sin(54^\circ)} = \frac{5,7}{100} \quad (23)$$

$$D = N_{Av} \frac{\rho}{A}$$

$$D_{H_2 \text{ liq}} = 6,02 \times 10^{23} \times 0,07 \text{ atomes/cm}^3 .$$

De fait, la grandeur mesurée est

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{P_1 \text{ fixe}} = \frac{(n_x \pm \delta n_x) 1 \times 360 \times 1}{N_\pi \times \ell \times A \times \Delta\varphi (\Delta t \pm \delta \Delta t)} , \quad (24)$$

- n_x : étant le nombre d'événements effectivement observés dans un pic;
 δn_x : est principalement dû à l'incertitude dans la détermination du bruit de fond sous la résonance; cette erreur est plus grande que l'erreur purement statistique;
 Δt : est l'intervalle de quadri-impulsion de transfert pour lequel le nombre n_x est mesuré;
 $\delta \Delta t$: est l'incertitude sur les limites de l'intervalle Δt .

2.2.4 Identification du proton de recul et mesure de son impulsion

A. Identification du proton de recul

L'identification des protons est assurée par la méthode "parcours-temps de vol". L'application de la méthode parcours-temps de vol a bénéficié, par rapport à la version que nous avons présentée au Chapitre 2 [Réf. 5)], de plusieurs améliorations. Augmentation du nombre de plans des compteurs R et de leurs qualités, remplacement par un seul grand compteur des trois compteurs constituant originellement un plan R_1 . Ainsi chaque plan R_i ne contient plus qu'un compteur à l'exception de R_6 qui en contient deux. Les dimensions des compteurs R_i sont les suivantes :

R_1 : (1300 × 700 × 15 mm) ;

R_2 : (1350 × 720 × 15 mm) ;

R_3 : (1400 × 750 × 15 mm) ;

R_4 et R_5 : $(1500 \times 800 \times 15 \text{ mm})$;

R_{61} et R_{62} : $(900 \times 900 \times 15 \text{ mm})$.

Les dimensions de R_2 déterminent (au niveau du "trigger") l'angle solide d'acceptance du télescope (cf. Figs. 15, 16 et 17), c'est-à-dire que le télescope voit la cible avec une ouverture angulaire de $22 \times 15^\circ$ avec une efficacité de 100%.

Rappelons le principe de la méthode d'identification.

- a) Le temps de vol d'une particule est défini par le temps séparant la traversée par cette particule des compteurs T et R_1 (voir Figs. 15 ou 18). Le temps de vol est mesuré de la manière suivante (cf. Fig. 19). Avant la cible, le compteur T, une fois touché, donne le "start" au convertisseur temps-hauteur d'impulsion. L'arrivée de la particule après un certain retard dans le compteur R_2 donne le "stop". Le temps minimum pour être accepté par la logique est de 6 nsec de plus que le temps de vol d'une particule relativiste à $\beta = 1$.

Entre le centre de la cible et le centre du compteur R_1 (distance de 270 cm), le temps de vol (tdv) d'une particule relativiste est de 9,0 nsec. L'échelle du tdv de la Fig. 29 est étalonnée en nsec supplémentaires à ces 9,0 nsec nécessaires aux protons lents pour arriver à R_1 . Le temps de vol d'une particule relativiste entre T et le centre de R_1 est de 14,9 nsec (distance de 440 cm); le retard pour les coïncidences entre T et R_1 à ajouter au signal provenant de T est ajusté au cours d'un test à 0° . On a placé le compteur T avant la cible pour éviter un effet supplémentaire de diffusion coulombienne sur le proton de recul. L'emploi de guides de lumière lamelés [cf. Réf. 7b)] permet d'obtenir, pour un "y" donné (voir Fig. 15), sur toute la largeur du compteur un même chemin lumineux. Cependant, les protons ne seront pas tous à $x = 0$, ce qui va modifier, au maximum, le chemin parcouru par la lumière dans le compteur de plus ou moins 35 cm. Il faudra donc corriger le temps de vol mesuré non seulement pour la distance effectivement parcourue par le proton entre le point d'interaction et le compteur R_1 , mais encore pour le chemin l de la lumière dans le compteur. L'indice de réfraction des compteurs R_i a été mesuré : $n' = 2,25$. Cet indice effectif est environ le carré

de l'indice de réfraction du plastique $n = 1,54$ [Rér. 16)]. La correction maximum $\Delta\tau$ sur le temps de vol sera de $\Delta\tau = n' \times \ell/c = 2,6$ nsec. Cette correction nécessite d'augmenter d'autant le temps de vol minimum, afin de ne pas couper avec le "trigger" des protons rapides ($p_3 < 636$ MeV/c) touchant le compteur R_1 dans la région éloignée du photomultiplicateur.

- b) Le parcours d'une particule est son pouvoir de pénétration dans la matière. Des protons de même temps de vol que des π ou des K (de même β) ont un pouvoir de pénétration plus grand que celui des π ou des K. Devant le compteur R_2 , on dispose une certaine quantité d'absorbant (plaques d'aluminium), puis à l'aide des compteurs R_3 , R_4 , R_5 et R_6 avec, entre eux, une certaine épaisseur d'absorbant, on définit les parcours P_1 , P_2 , P_3 et P_4 respectivement. En construisant un système n'acceptant que des particules ayant un temps de vol entre T et R_1 , supérieur au temps de vol minimum, et en exigeant que les particules d'un certain temps de vol traversent une certaine quantité de matière, c'est-à-dire atteignent un compteur R_i déterminé, on pourra sélectionner les protons (partie non hachurée des distributions de la Fig. 30) des autres particules. La partie hachurée des distributions de la Fig. 30 correspond à des événements pour lesquels l'identification du proton n'est plus possible. La figure 29 explicite la relation "parcours-temps de vol-impulsion".

Comme on compare le parcours dans l'aluminium de particules de même temps de vol entre T et R_1 , l'échelle graduée en impulsion correspond aux protons exclusivement. Il ressort clairement de la Fig. 29 que lors de la réaction $\pi^- p \rightarrow p \bar{K}^-$, il suffit de faire des coupures (voir Fig. 30) sur le temps de vol (ou sur l'impulsion calculée à partir de ce temps de vol) des particules ayant un certain parcours P_1 pour que les protons soient bien séparés des pions. En effet, la production de paires $K\bar{K}$ est inférieure à 10% de la production totale et les produits de désintégration sont émis préférentiellement vers l'avant. Pour l'étude de la réaction $K^- p \rightarrow p Z^-$ à l'aide du 0,6% de K^- contaminant le faisceau de pions, on peut être plus strict et exiger des coupures sur le temps de vol telles que les protons soient encore séparés des kaons.

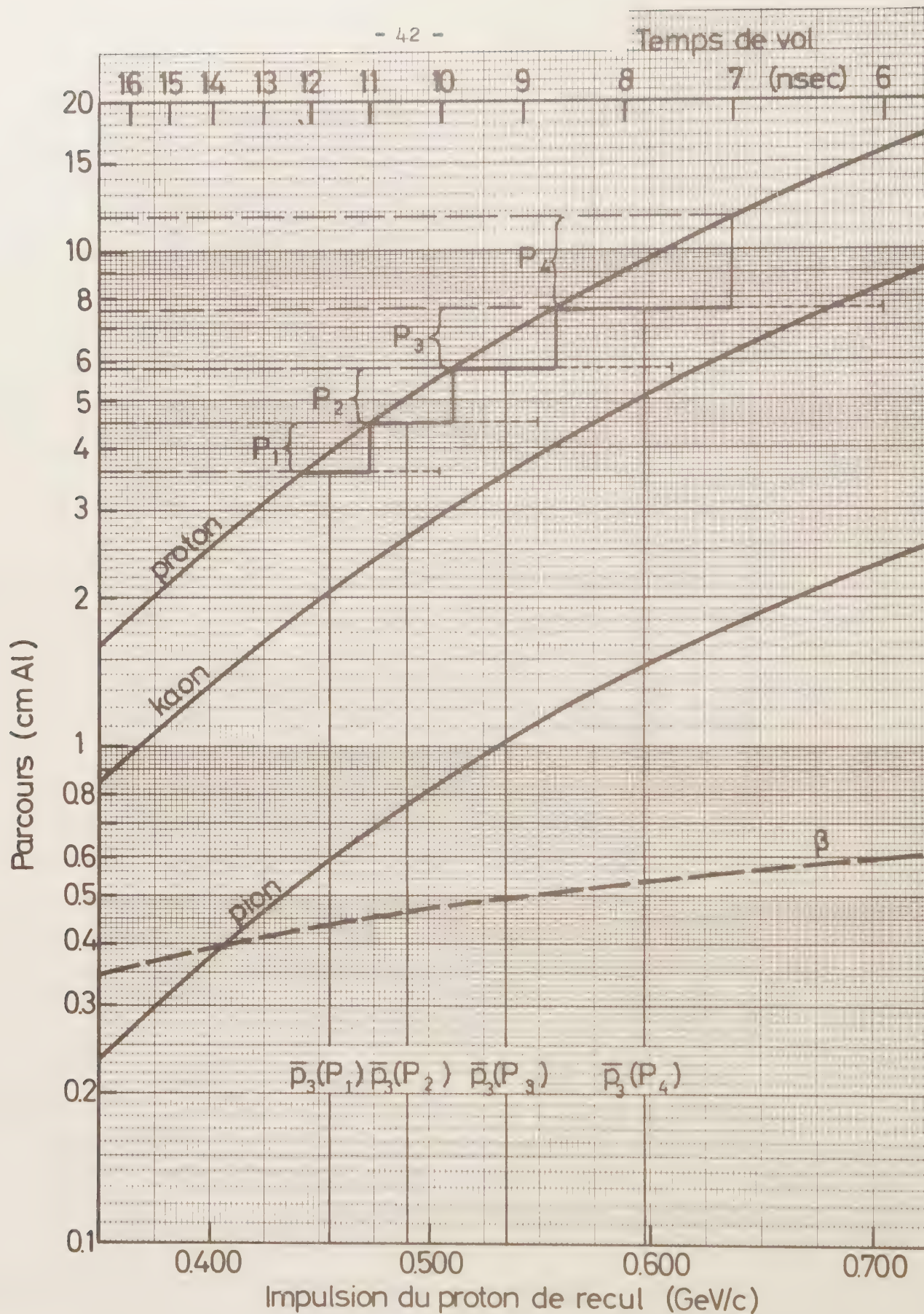


Fig. 29

Relation "Parcours-temps de vol-impulsion-vitesse".

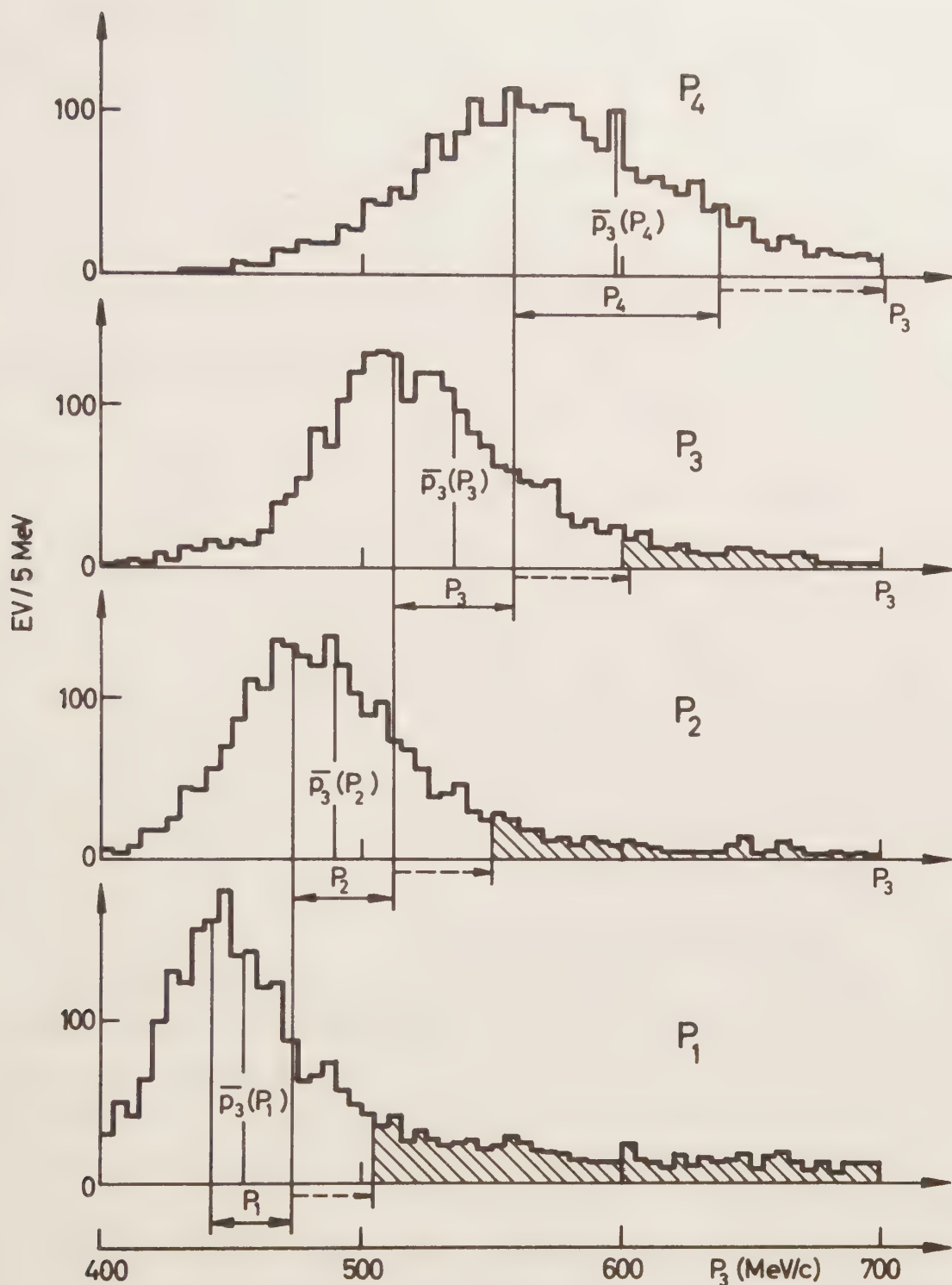


Fig. 30

$$p_3 = p_3(\text{tdv } T-R_1).$$

Distribution de p_3 pour la réaction $\pi^-p \rightarrow p\pi^-$, à 11,5 GeV/c, pour les quatre intervalles de parcours P_1 (trait épais). En pointillé, l'élargissement de la plage due à l'incertitude sur le tdv de 1 nsec (effet des compteurs). La partie hachurée de la distribution correspond aux événements qu'il faut rejeter, l'identification du proton n'étant plus possible.

Le taux de fortuites, étant donné le grand angle Θ_c du télescope, est faible [voir Réf. 5)]. Ces fortuites ne font qu'entraver le fonctionnement des chambres soniques. Ces événements seront par la suite rejetés; il en sera de même des 5,3% des événements pour lesquels les compteurs R_1 ont été inefficaces, c'est-à-dire pour R_3 : combinaisons $R_2R_4 - 2,1\%$ - ; $R_2R_4R_5 - 0,8\%$ - ; pour R_4 : combinaisons $R_2R_3R_5 - 1,3\%$ - ; et pour $R_3 + R_4$: combinaisons $R_2R_5 - 1,3\%$ - . En d'autres termes, dans les 2,1% des événements, R_2 et R_4 ont fonctionné, mais pas R_3 qui aurait pourtant dû donner un signal puisque la particule a atteint R_4 .

B. Direction du vecteur impulsion p_3

La mesure de la direction du proton de recul est faite à l'aide de chambres soniques. Les dimensions sont les suivantes : 1260×760 mm. Le télescope est composé de 2×2 gaps séparés de 1000 mm. La localisation d'une étincelle à partir du temps de propagation de l'onde sonique jusqu'au quatre microphones est faite avec une précision de $\pm 0,3$ mm. Le temps mort des chambres est de 50 μ sec. L'incertitude dans la reconstruction de l'angle du proton de recul due à la précision de la reconstruction de l'étincelle dans les chambres est 0,3 mrad. [Pour plus de détail sur la méthode de reconstruction, voir Réf. 5).]

C. Grandeur du vecteur impulsion p_3

L'emploi de six plans de compteurs [contre trois précédemment, cf. Réf. 5)] permet de définir des intervalles de parcours P_1 assez étroits pour que l'impulsion moyenne $\bar{p}_3(P_1)$ associée à cet intervalle de parcours P_1 soit suffisante pour la détermination de la masse manquante. Cette impulsion moyenne sera même une meilleure mesure de l'impulsion que celle calculée à partir du temps de vol.

La figure 31 montre comment à partir d'un test élastique on va pouvoir déterminer $\bar{p}_3(P_1)$.

La figure 32 explicite la variation exponentielle (en transfert de quadri-impulsion) des distributions de la Fig. 31 [source : Réf. 24)]. La pente de l'exponentielle trouvée par Cotteron et al. est un peu plus forte que celle trouvée par d'autres auteurs.

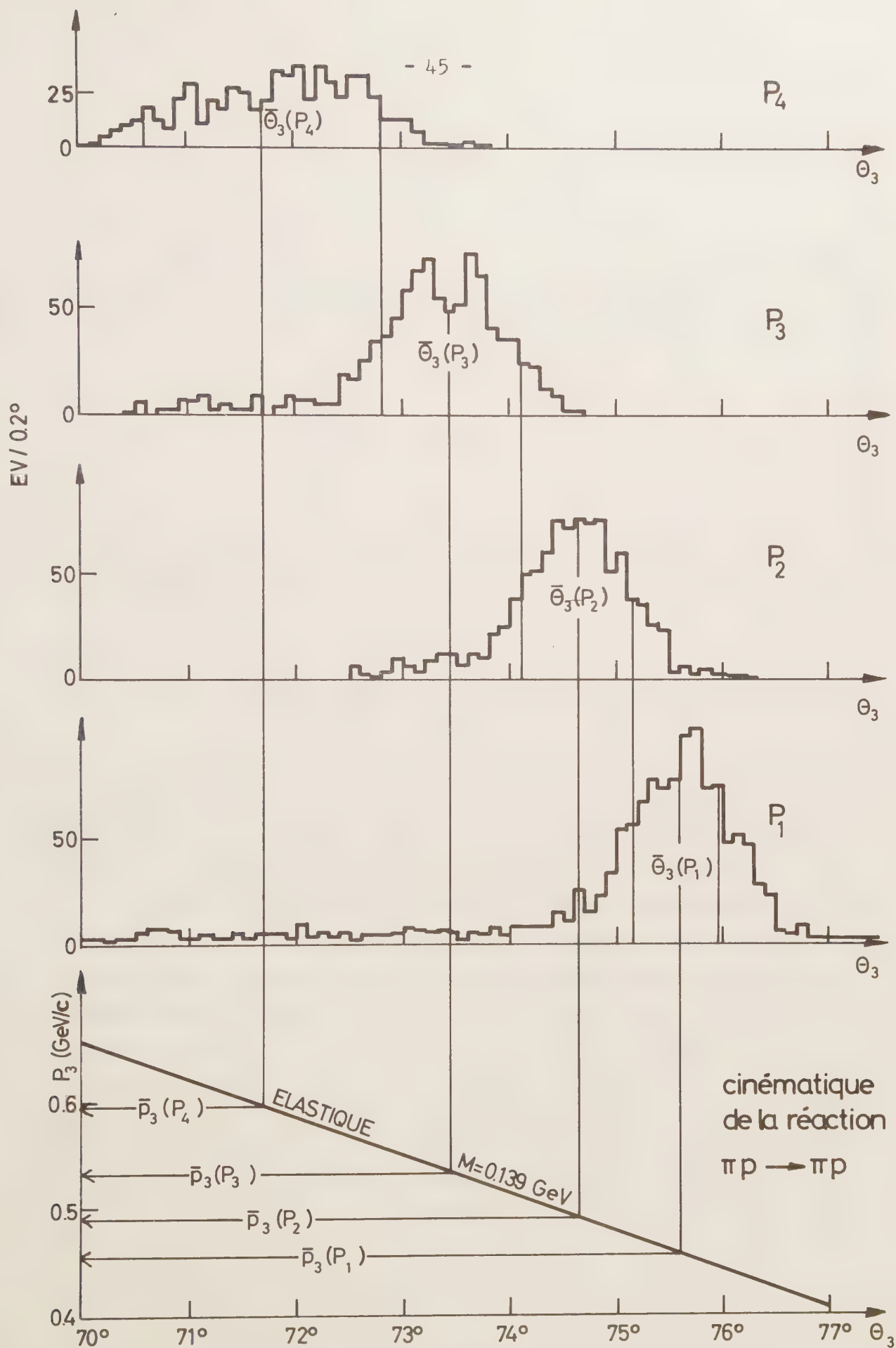


Fig. 31 - Distributions angulaires d'un test élastique et relation avec la cinématique de la réaction.

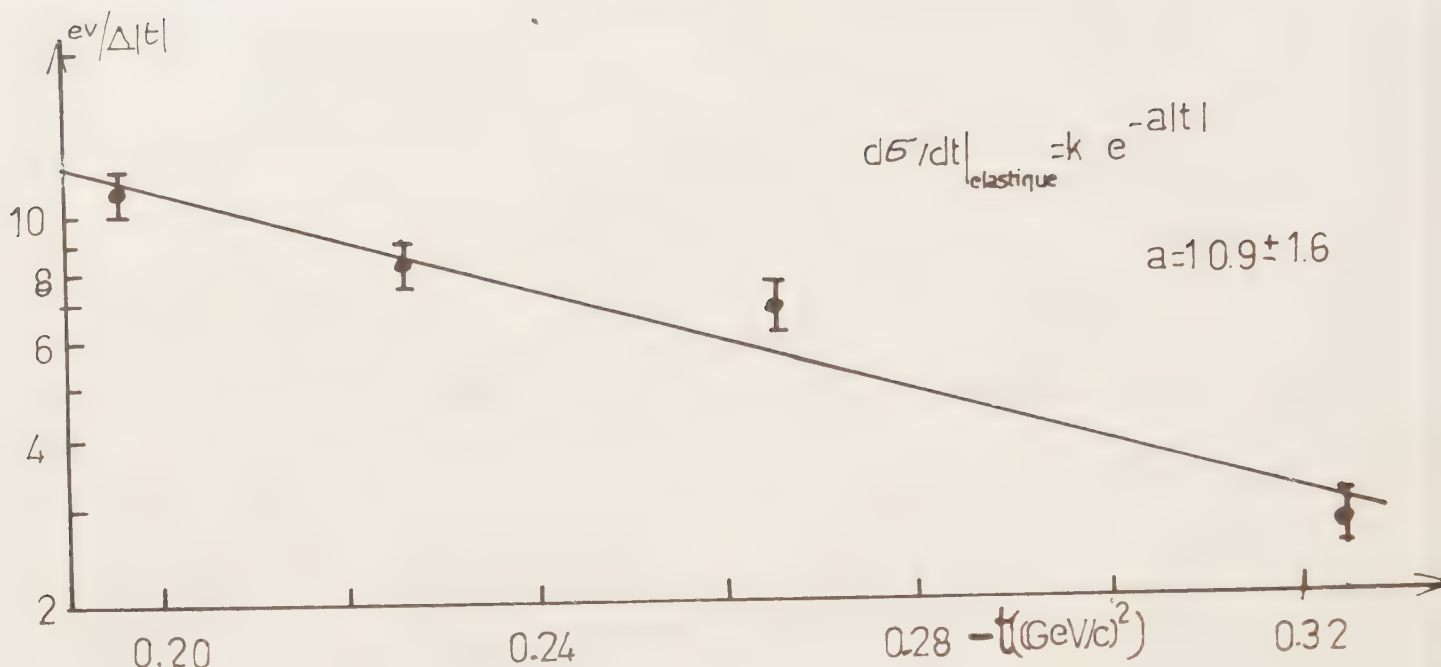


Fig. 32

Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ à $11,5 \text{ GeV/c}$.

Une limitation naturelle de l'instrument est donnée par la quantité de matière séparant le point d'interaction dans la cible du compteur R_2 . Le Tableau 2 fait l'inventaire des diverses contributions. Il en résulte que le plus petit p_3 mesurable avec le télescope décrit dans le Tableau 2 est de 350 MeV/c (voir Fig. 29). Les conditions expérimentales du "run" à $11,5 \text{ GeV/c}$ nécessitaient un p_3 minimum de 440 MeV/c ; il a donc fallu ajouter à l'absorbant de base A_1 , des plaques d'aluminium constituant un absorbant $A_2 = 20 \text{ mm}$, placé entre R_1 et R_2 . L'angle du proton autour de la valeur centrale Θ_0 n'étant que de $\pm 11^\circ$, A_1 est pratiquement indépendant de Θ_3 . Au niveau de la cible, le faisceau a une certaine largeur (voir Fig. 26), ce qui va introduire une variation de parcours ΔA , équivalant à $\pm 8 \text{ mm}$ d'aluminium, soit une incertitude sur p_3 de $\Delta p_3 = \pm 2 \text{ MeV/c}$ pour un p_3 moyen de 450 MeV/c , ce qui est très petit par rapport à la largeur en impulsion de P_1 (voir Tableau 3).

Tableau 2

Estimation de A₁

Absorbant	Epaisseur (mm)	Matériel	(mm Al)	
<u>Cible</u>				0,99
	10	H ₂ ^{liq}	0,8	
	0,04	Al	0,04	
	0,12 + 0,28	Mylar	0,15	
<u>Sac d'hélium</u>				0,23
	2 × 0,10	Mylar	0,10	
	1,3 × 10 ³	He	0,13	
<u>Chambre No 1</u>				0,12
	2 × 0,025	Al	0,05	
	2 × 0,05	Mylar	0,05	
	50	HeNe	0,02	
<u>Chambre No 2</u>				0,12
<u>Sac He</u>				0,17
	2 × 0,10	Mylar	0,10	
	700	He	0,07	
<u>Chambres Nos 3 et 4</u>				0,24
<u>Compteurs</u>				9,60
R ₁	15	CH	7,20	
1/3 R ₂	5	CH	2,40	
<u>Air</u>	600	Air	0,42	0,42
<u>Total</u>				11,9
<u>Protection compteur</u>	4 × 1 mm	Al		4,0
				15,9 mm

Tableau 3

Intervalle de parcours	Impulsion moyenne	Energie cinétique	Limite en impulsion	Intervalle en impulsion	Transfert de quadri-impulsion	Intervalle en t
$P_i^*)$ mm Al	$\bar{p}_3^{**})$ MeV/c	$\bar{T}_3$ MeV	$p_3^{\min}(P_i) - p_3^{\max}(P_i)$ MeV/c	Δp_3 MeV/c	$\bar{t}$ (MeV/c) ²	Δt (MeV/c) ²
$P_1: 7 + 2 = 9$	456	10	440 - 472	32	196	26
$P_2: 7 + 6 = 13$	491	12	472 - 510	38	226	34
$P_3: 7 + 11 = 18$	534	14	510 - 558	48	265	45
$P_4: 7 + 36 = 43$	597	17	558 - 636	78	323	77

*) L'épaisseur équivalente d'un compteur R_i est de 7,20 mm. L'absorbant permettant d'éliminer les protons d'impulsion $p_3 < 440$ MeV/c est $A_1 + A_2 = 36$ mm (voir Fig. 29).

**) Calculé d'après (26) et (12").

Les distributions en impulsion de la Fig. 30 sont calculées à partir du temps de vol. On voit que l'incertitude dans la mesure du temps de vol génère une distribution d'impulsion plus large que ne le permet le parcours, donc la détermination de l'impulsion p_3 d'après le parcours du proton est plus précise que la détermination à partir du temps de vol, sauf dans le cas de P_4 qui est très large. L'impulsion p_3 se calcule ainsi : soit τ (exprimé en nsec), le temps de vol nécessaire au proton pour parcourir la distance d (exprimée en m) séparant le point d'interaction du compteur R,

$$p_3 = m_3 c d [(\tau c)^2 - d^2]^{-1/2} \text{ (MeV/c)}^2 \quad (25)$$

avec $m_3 = 938 \text{ MeV/c}^2$ et $c = 0,3 \text{ m/nsec}$.

Pour calculer l'impulsion moyenne $\bar{p}_{3,i}$ associée à un intervalle de parcours P_i , récrivons tout d'abord (12) sous une autre forme

$$\bar{p}_3 = \frac{(\bar{t}^2 - 4m_3^2 \bar{t})^{1/2}}{2m_3} \quad (12'')$$

où $\bar{p}_3 = \bar{p}_{3,i}(P_i)$. Le transfert d'impulsion $\bar{t}_i$ est calculé d'après (26)

$$\bar{t}_i = \frac{\int_{t_{1,i}}^{t_{2,i}} t e^{-a|t|} dt}{\int_{t_{1,i}}^{t_{2,i}} e^{-a|t|} dt} \quad (26)$$

où $t_{1,i} = t[p_3^{\min}(P_i)]$ et $t_{2,i} = t[p_3^{\max}(P_i)]$. (Cf. Tableau 3 et Fig. 33.)

Le coefficient a , qui pour les réactions inélastiques est a priori inconnu, sera déterminé par approximations successives.

Une distribution en impulsion du type Fig. 30 peut être rendue rectangulaire si on la corrige par le facteur $\exp(-a|t|)$.

On va donc varier par petit pas le coefficient a jusqu'à ce que l'on obtienne une distribution rectangulaire du type Fig. 33.

La figure 33 [cf. Réf. 25)] correspond à la réaction $\pi^- p \rightarrow pX^-$ à 12 GeV/c avec $1,6 < x < 2,4$ GeV. Les limites à mi-hauteurs représentent les limites physiques dues à l'intervalle de parcours, qui à 12 GeV/c étaient plus grandes qu'à 11,5 GeV/c (Tableau 3). L'incertitude de 1,0 nsec sur le temps de vol provoque l'affaissement des limites qui, en principe, devraient être verticales.

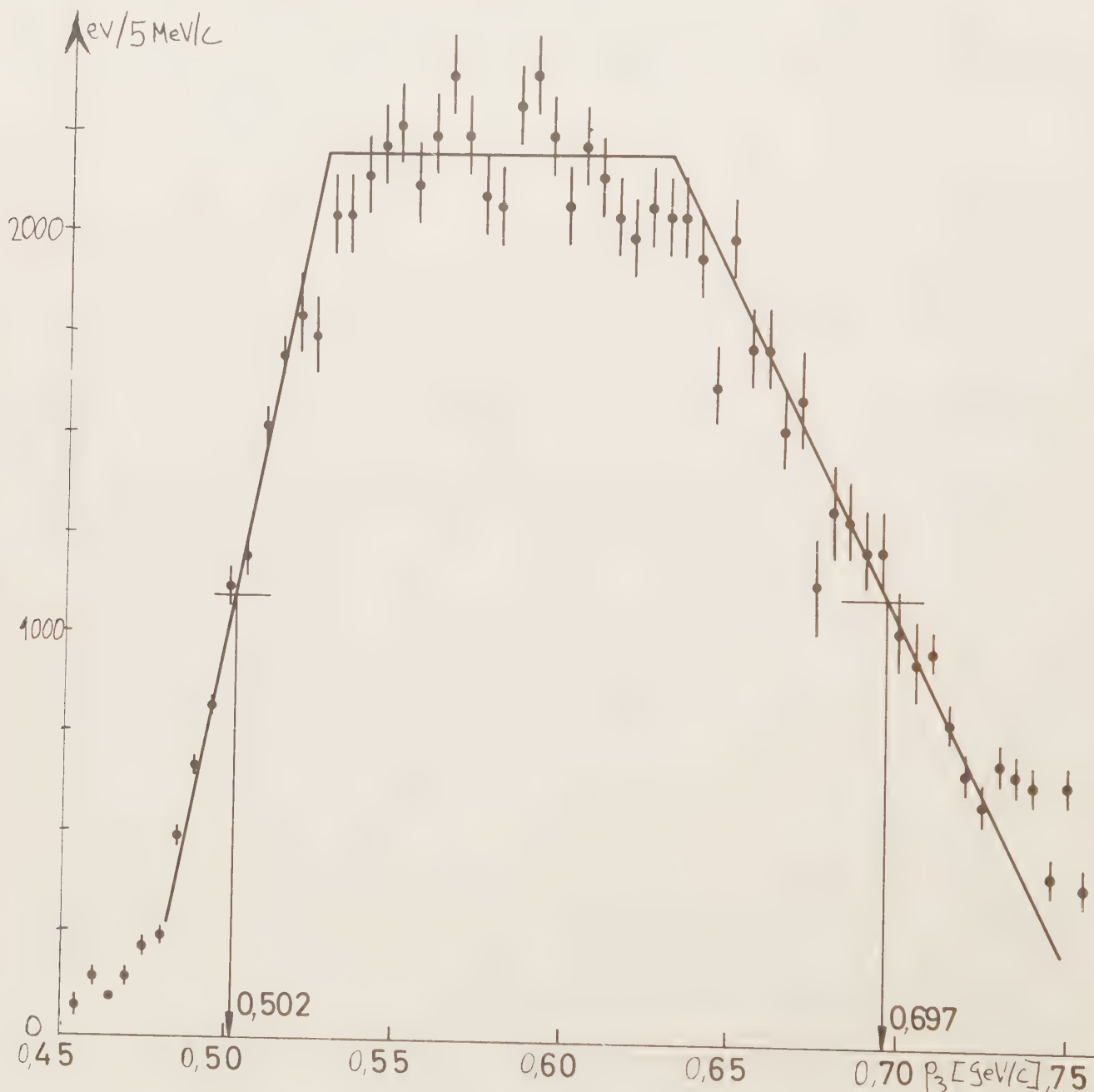


Fig. 33

Distribution p_3 corrigée par le facteur $\exp(-a|t|)$ avec $a = 8,0$.
 Réaction $\pi^- p \rightarrow pX^-$ à 12 GeV/c avec $1,6 < x < 2,4$ GeV.
 $p_3^{\min}(P_2 + P_3) = 500$ MeV/c et $p_3^{\max}(P_2 + P_3) = 700$ MeV/c.

2.2.5 Résolution en masse

On a vu dans la Section 1.4.2 comment les différents paramètres contribuaient à l'erreur Γ dans la détermination de la masse manquante. Examinons maintenant leurs valeurs numériques.

A. Contribution de la direction du proton de recul $\Delta\Theta_3$

$$\Gamma(\Theta_3) = \frac{p_1 p_3 \sin \Theta_3}{x} \Delta\Theta_3 . \quad (8')$$

Pour une variable aléatoire distribuée suivant une gaussienne, on a

$$\Delta\Theta = 2,36 \Theta^{\text{rms}} , \quad (27)$$

où $\Delta\Theta_3$ est la largeur à mi-hauteur de la distribution. Rappelons comment se calcule (d'après Molière) l'incertitude Θ^{rms} due à la diffusion multiple coulombienne

$$\Theta^{\text{rms}} = \frac{A}{p\beta c} (1 + \epsilon) \sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}} , \quad (28)$$

- A = 21 MeV; si l'on ne considère que la projection de Θ^{rms} sur un plan, on a alors $A = 15$ MeV;
p : implusion en MeV/c;
 $\epsilon = \epsilon(L, L_{\text{rad}}, \beta)$, [voir Réf. 26a)];
L : longueur parcourue par la particule dans un certain matériel;
 L_{rad} : longueur de radiation de ce matériel.

Les différentes contributions à la diffusion multiple étant indépendantes, elles s'ajoutent quadratiquement; il suffit donc d'additionner linéairement les L/L_{rad} . $\Delta\Theta_3$ se compose donc de deux parties.

- a) L'incertitude dans la détermination de la direction initiale du π^- :
- caractère discret des hodoscopes, $\Delta\Theta^{\text{max}} = 0,5$ mrad, on peut tenir compte du fait que cette distribution est rectangulaire, $\Delta\Theta = 0,3$ mrad,
 - diffusion multiple dans la matière séparant le compteur H_1 du point d'interaction dans la cible.

Ces différentes contributions exprimées en L/L_{rad} sont données dans le Tableau 4.

Tableau 4

	L/L_{rad}
9 mm de compteurs (H_2 et T)	$2,3 \times 10^{-2}$
6 m d'air	$2,2 \times 10^{-2}$
6 m H_2 pression 6,8 kg/cm ²	$0,6 \times 10^{-2}$
2,5 mm mylar (fenêtres $\checkmark$ et cible)	$0,6 \times 10^{-2}$
15 cm H_2^{liq} , parcours moyen dans la cible	$1,7 \times 10^{-2}$
	$5,1 \times 10^{-2}$

d'où

$$\Theta_{\text{proj}} = \frac{12}{11,5 \times 10^3} \times 0,8 \times 0,23 = 0,17 \text{ mrad}$$

ou encore

$$\Delta\Theta = 0,4 \text{ mrad} .$$

b) L'incertitude sur la direction du proton de recul :

- due à l'incertitude des chambres soniques $\Delta\Theta_s = 0,7 \text{ mrad}$,
- due à la diffusion multiple dans la matière séparant le vertex de SC3 qui définit le deuxième point de la trajectoire. Pour des raisons géométriques évidentes, la matière comprise entre SC1 et SC3 ne contribue pratiquement pas. Exprimons les différentes contributions (cf. Tableau 2) en termes de L/L_{rad} (cf. Tableau 5). Prenons comme illustration une quantité de mouvement de 480 MeV/c.

$$\Theta_{\text{proj}}^{\text{rms}} = \frac{15}{480 \times 0,45} \times 0,8 \times 0,77 = 4,3 \text{ mrad}$$

d'où

$$\Delta\Theta = 10,0 \text{ mrad} .$$

On voit que les autres contributions sont négligeables; d'où pour une masse $x = 1,7$ GeV, la largeur totale

$$\Gamma(\Theta_3) \simeq \frac{11,5 \times 0,45 \sin 58^\circ}{1,7} 10 \times 10^{-3} = 30,0 \times 10^{-3} \text{ GeV} ,$$

Où la demi-largeur

$$\gamma(\Theta_3) = 15 \text{ MeV} .$$

Tableau 5

	L/L_{rad}
1 cm H_2^{liq}	$1,2 \times 10^{-3}$
0,80 mm fenêtres mylar	$2,8 \times 10^{-3}$
0,15 mm aluminium	$1,7 \times 10^{-3}$
130 cm hélium	$0,27 \times 10^{-3}$
	$6,0 \times 10^{-3} \simeq (7,7 \times 10^{-2})^2$

La figure 34 montre la variation de $\gamma(\Theta_3)$ en fonction de Θ_3 pour deux valeurs de masse voisines de $x = 1,6$ GeV et $x = 1,7$ GeV. La figure 35 montre comment $\gamma(\Theta_3)$ diminue en fonction de p_3 , la diffusion coulombienne devenant de moins en moins importante aux grandes vitesses.

B. Contribution de l'impulsion incidente Δp_1

$$\Gamma(p_1) = \frac{(-T_3 \beta_1 + p_3 \cos \Theta_3)}{x} \Delta p_1 , \quad (9')$$

$$\beta_1 = \frac{p_1}{E_1} \simeq 1 ; \quad \frac{\Delta p_1}{p_1} \simeq \pm 0,2\% \quad (\text{cf. Fig. 25}) .$$

Calculons pour $p_1 = 11,5 \text{ GeV}/c$ l'incertitude en masse due à Δp_1 pour une masse $x = 1630 \text{ MeV}$ et une quantité de mouvement du proton de recul $p_3 = 470 \text{ MeV}/c$ (l'angle Θ_3 correspondant, d'après les isobares $(\Theta_3 \times p_3)$ du type Fig. 7, est $\Theta_3 = 59,8^\circ$), d'où

$$\Gamma(p_1) = \frac{23}{1630} [-105 + 470 \cos(59,8^\circ)] = 1,7 \text{ MeV}.$$

A partir de cette formule on peut aussi calculer le déplacement de l'échelle de masse qu'introduit un déplacement de 1% de la valeur absolue de p_1 (la valeur absolue de p_1 est connue à 2% près) (cf. Section 2.2.2).

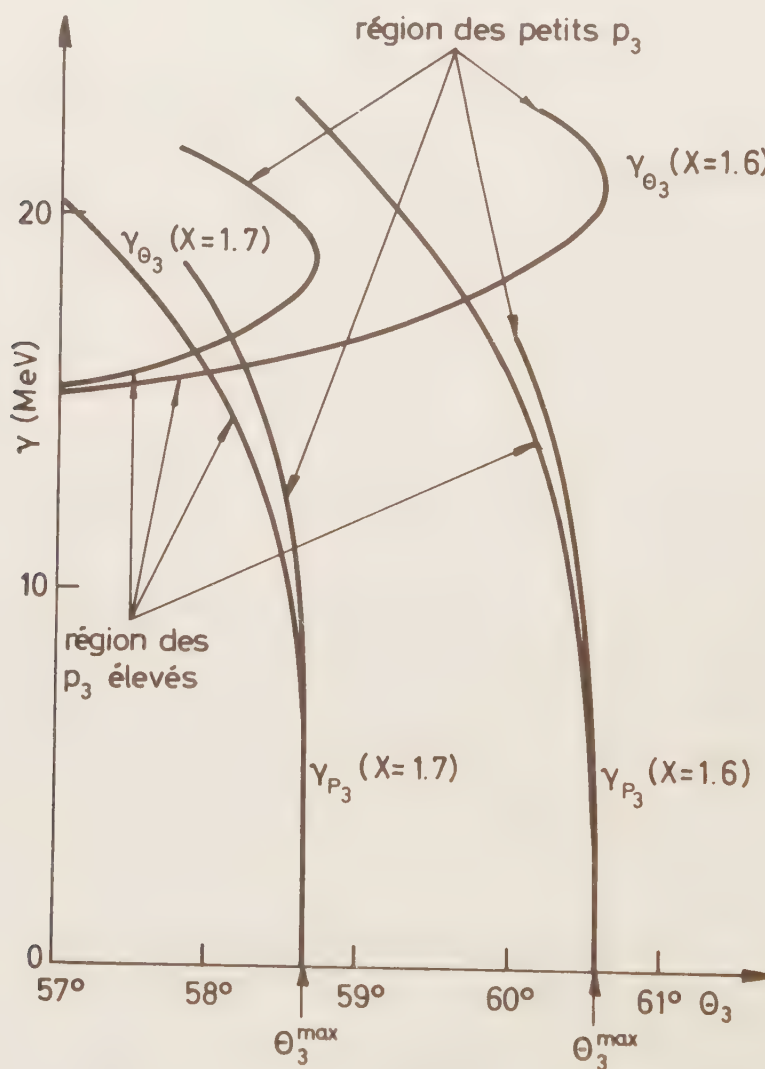


Fig. 34

$$\gamma_i = \gamma_i(\Theta_3); \quad i = \Theta_3, p_3.$$

Prenons l'exemple des résonances $R_1(1630)$ et $S(1930)$, et considérons un faisceau d'impulsion 1% plus élevée que 11,5 GeV/c. Dans le parcours P_1 , $R_1(1630)$ sera déplacé de $5 \times 1,7$ MeV soit de -8,4 MeV; c'est-à-dire qu'il apparaîtra à la masse 1621 MeV, alors que $S(1930)$ sera déplacé de

$$D(m_S) = \frac{115}{1930} [465 \cos(53^\circ) - 105] = -10,5 \text{ MeV}.$$

Dans le parcours P_3 , $\bar{p}_3 = 540$ MeV/c, d'où

$$D(m_{R_1}) = \frac{115}{1630} [540 \cos(59,8^\circ) - 140] = -9,2 \text{ MeV},$$

$$D(m_S) = \frac{115}{1930} [540 \cos(54,2^\circ) - 140] = -10,5 \text{ MeV}.$$

Conclusion

Si on s'aperçoit d'un déplacement de 10 MeV dans la position de ces pics, il est parfaitement légitime de déplacer toute l'échelle de masse de 10 MeV en considérant que le faisceau n'avait pas la valeur nominale de 11,5 GeV/c mais celle de 11,6 GeV/c.

C. Contribution de l'impulsion du proton de recul Δp_3

$$\Gamma(p_3) = \frac{(-E_0 \beta_3 + p_1 \cos \Theta_3)}{x} \Delta p_3. \quad (10')$$

L'incertitude Δp_3 sur la mesure de l'impulsion du proton de recul par la méthode de parcours n'est ni une constante, ni une variable continue (cas de la mesure de p_3 par temps de vol), mais prend des valeurs discrètes, suivant l'épaisseur des divers parcours P_i .

Dans la région du pic du Jacobien, on a (cf. Section 1.4.2) une contribution de p_3 négligeable à l'incertitude sur la masse, mais cette contribution croît relativement rapidement dès que l'on s'éloigne de cette région. De cela, il résulte qu'avec la méthode de la masse

manquante, seule la production des résonances pour des transferts d'impulsion proche du Jacobien émergera du bruit de fond continu dans le spectre de masse. C'est-à-dire que pour un p_1 donné, on doit se limiter à l'observation d'une certaine bande de masse une fois le $\bar{p}_3$ fixé.

La figure 35 montre comment varie $\gamma(p_3)$ en fonction de p_3 , alors que la Fig. 34 montre la variation de $\gamma(p_3)$ en fonction de Θ_3 .

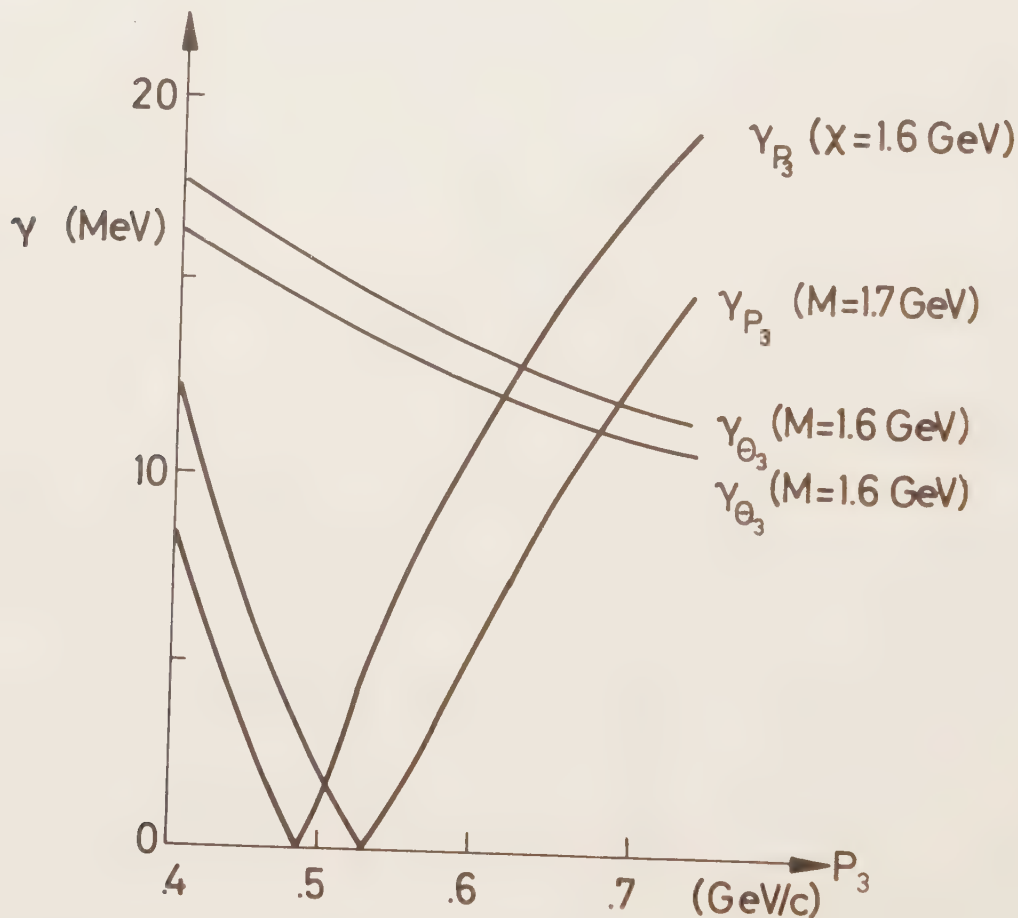


Fig. 35

$$\gamma_j = \gamma_j(p_3); \quad j = p_3, \Theta_3.$$

D. Résolution en masse Γ_{tot}

La résolution totale doit tenir compte des diverses contributions qui sont d'ailleurs indépendantes les unes des autres, d'où la demi-largeur totale γ_{tot}

$$\gamma_{\text{tot}} = \sqrt{\gamma_{p_1}^2 + \gamma_{p_3}^2 + \gamma_{\Theta_3}^2} . \quad (29)$$

La figure 36 montre la variation de la résolution en fonction de $\bar{p}_3$ ($P_i, i = 1, 4$), pour le spectre de masse (cf. Tableau 3).

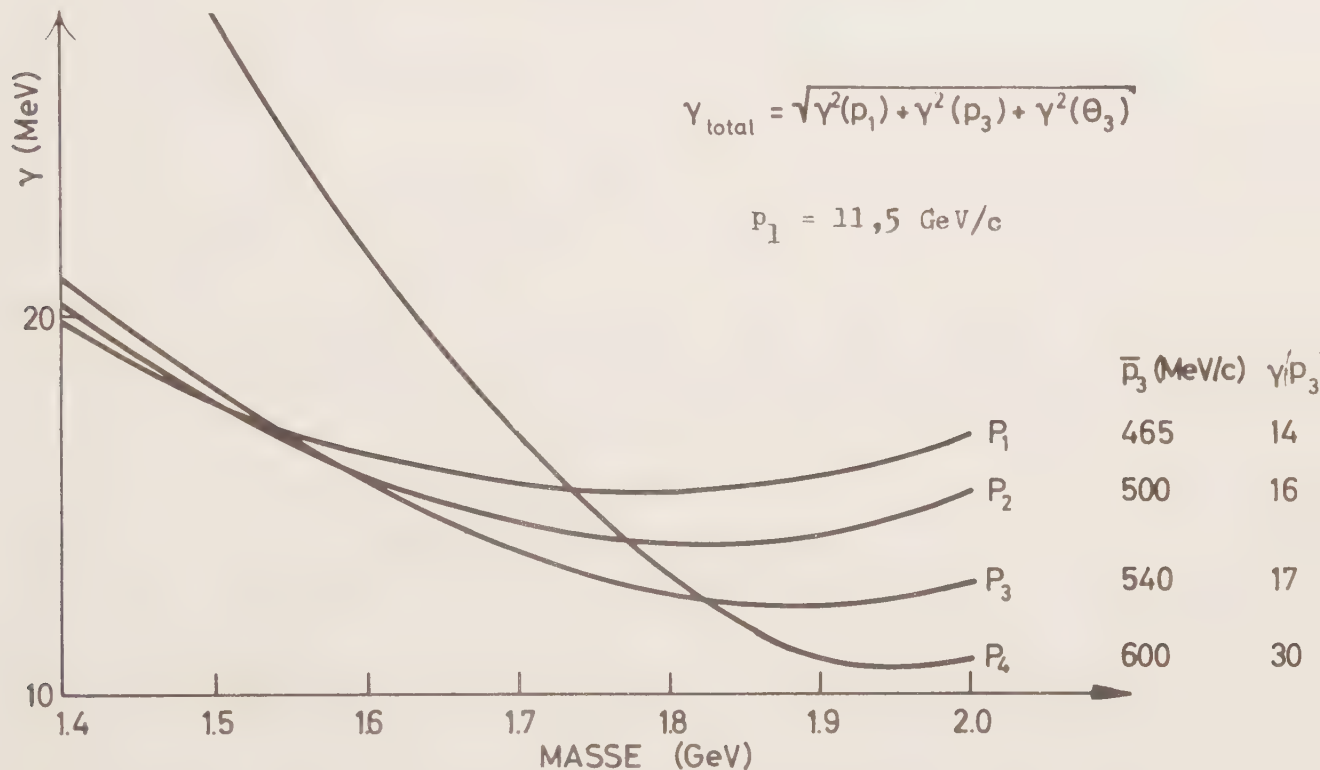


Fig. 36

Résolution en masse (demi-largeur) $\gamma = \gamma(x)$.

E. Effet de la résolution sur la largeur apparente d'une résonance Γ_{obs}

Si on désire observer une résonance de valeur centrale x_0 et de largeur Γ_B , on suppose le spectre $n(x)$ de cette résonance de la forme Breit-Wigner

$$n(x) = \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(x - x_0)^2 + (\Gamma_B/2)^2} . \quad (30)$$

Notre fonction de résolution $R(x, x')$ peut être approximée par une gaussienne

$$R(x, x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} e^{-\frac{(x' - x)^2}{2\sigma^2}}. \quad (31)$$

La distribution observée $N(x')$ sera [par exemple, voir Réf. 16)]

$$N(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x) dx R(x', x), \quad (32)$$

ou, en substituant dans (32), (30) et (31), nous obtenons

$$N(x') \propto \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-\frac{(x' - x)^2}{2\sigma^2}} dx}{(x - x_0)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (32')$$

avec $x_1 = x' - 3\sigma$ et $x_2 = x' + 3\sigma$ pour réduire la longueur des calculs.

La figure 37 montre Γ_{obs} , la largeur de la distribution $N(x')$, par rapport à Γ_B , la largeur de la résonance. $\Gamma_{\text{tot}} \simeq 30 \text{ MeV}$ (d'après la Fig. 36); donc $\sigma = \text{rms} = 12,7 \text{ MeV}$ [d'après (27)].

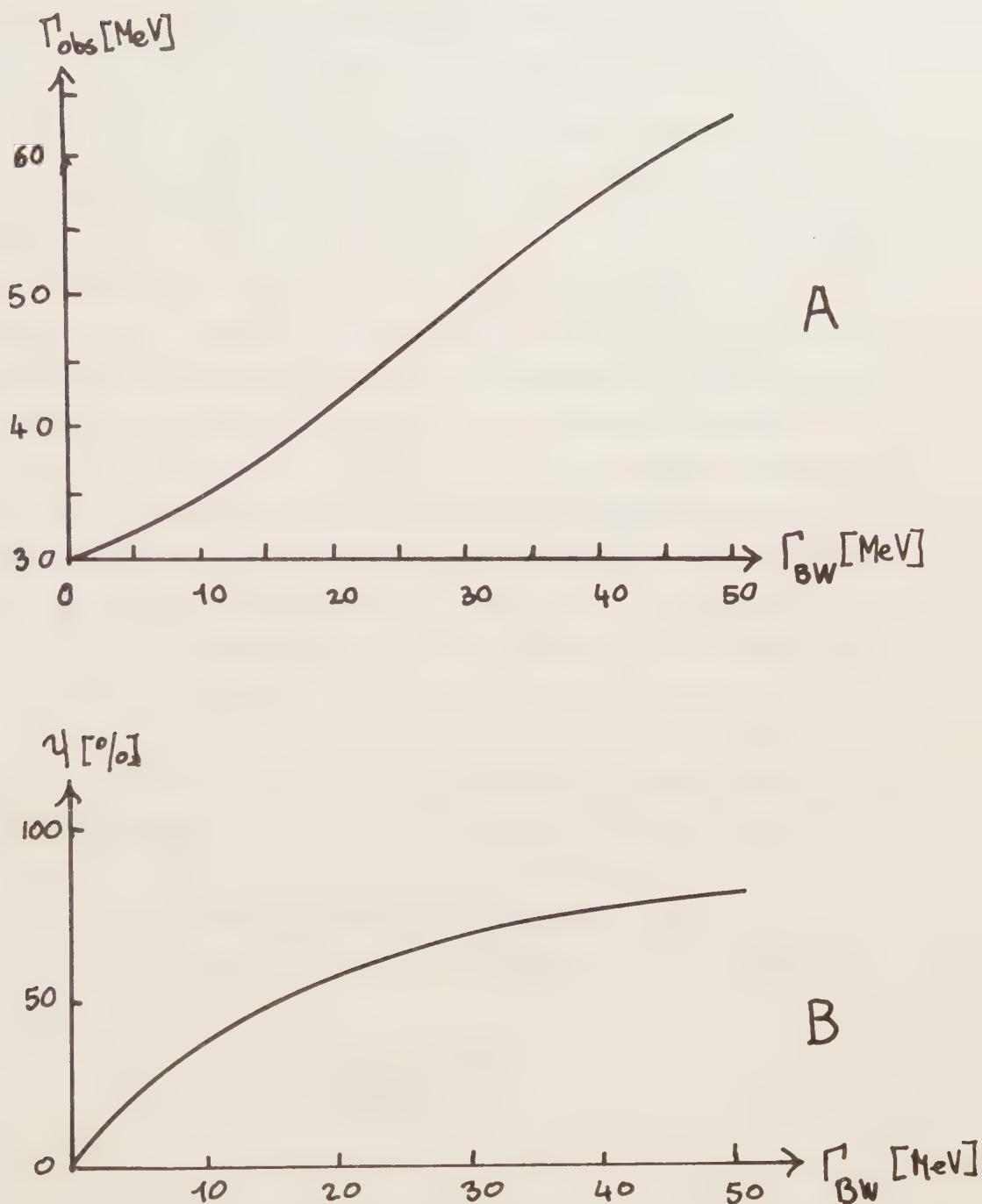


Fig. 37

Relation entre les paramètres physiques et les paramètres observés d'une résonance en forme de Breit-Wigner. Le pouvoir de résolution du spectromètre est de 12,7 MeV (écart-type).

- A La largeur à mi-hauteur $\Gamma_{obs} = \Gamma_{obs}(\Gamma_{BW})$.
 B Le rapport des hauteurs au centre de la résonance $\psi = h_{obs}/h_{BW} = \psi(\Gamma_{BW})$.

2.2.6 Mesure du nombre de produits de désintégration chargés

A. Systèmes des compteurs V (cf. Figs. 15 et 18)

Les dimensions des compteurs V_1 et V_2 sont : $450 \times 225 \times 6$ mm, celles de V_0 : $500 \times 500 \times 10$ mm et celles de $\bar{B}$: $50 \times 50 \times 6$ mm. Le plan des compteurs V_1 et V_2 a un trou de 40 mm de diamètre pour laisser passer le faisceau. Le compteur V_0 placé à 173 cm des compteurs V_1 et V_2 a pour fonction de récupérer les particules émises sous faible angle, soit d'augmenter le taux de déclenchement de 10%. Enfin le compteur de veto $\bar{B}$, placé à 4 cm derrière le trou de V_0 de 50 mm de diamètre, élimine du "trigger" les événements pour lesquels participent des particules fortuites du faisceau.

Les données présentées ici proviennent du "run" à 11,5 GeV/c. La symétrie dans le nombre d'impact provenant de V_1 et V_2 est très satisfaisante; $V_1/V_2 = 1,00 \pm 0,04$. Dans 70% des "triggers", V_0 , V_1 ou V_2 participent soit individuellement, soit ensemble.

Pour 40% des déclenchements soit V_1 ou V_2 est touché (avec ou sans V_0).

Pour 10% des déclenchements seulement V_0 est touché.

Pour 50% des déclenchements V_1 et V_2 sont touchés simultanément (avec ou sans V_0).

Il est instructif d'examiner également les corrélations entre les compteurs V_i et la matrice de compteurs (cf. Tableau 6).

Tableau 6

Nombre de particules chargées frappant la matrice	V compteurs	
	V_1/V_2	$V_1 + V_2$
0	4%	2%
1	32	3
2	30	14
3	22	33
4	11	46

Par contre, en principe, il ne devrait pas exister d'asymétrie haut-bas. Les quadrants 2-3 (cf. schéma 15) fonctionnent parfaitement, moins de 10% de trop dans le quadrant 2 par rapport au quadrant 3; par contre, bien qu'aucun compteur ne présente individuellement un taux de comptage nettement trop élevé, le premier quadrant est systématiquement plus peuplé (20%) que son symétrique (quatrième quadrant).

Dans la bande de masse qui nous intéresse (1,3 à 2,2 GeV), la matrice permet l'identification d'une désintégration en trois particules chargées de la manière suivante :

"3 chargés purs" = 3 couples/3 quadrants	: 55%
"3 chargés" = 3 couples/2 quadrants	: 5%
"3 chargés" = 2 couples + 1 avarié/2 quadrants	: 40%.

Par couple, on entend : un compteur horizontal et un compteur vertical d'un même quadrant; par avarié, un compteur soit vertical, soit horizontal. L'analyse de test élastique (avec coupure sur l'angle pour éliminer les événements inélastiques) a montré qu'il existait un mauvais alignement géométrique des compteurs; au lieu d'entrer en coïncidence avec les compteurs de son propre quadrant (31 ou 32), le compteur horizontal central du deuxième quadrant (21, Fig. 38) va entrer en coïncidence, dans 15% des cas, avec un compteur vertical du quadrant inférieur (51 ou 52), et dans 15% des cas, il va être touché individuellement, comme peuvent l'être, d'ailleurs, les compteurs du quatrième quadrant. On ne peut pas dire s'il existe un effet semblable de coïncidences entre les quadrants 1 et 4, puisque les tests élastiques ne produisent que des pions dirigés vers le "côté machine" de la ligne du faisceau.

La réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$ ne peut que produire des résonances X^- se désintégrant en 1, 3, 5, ... particules chargées + neutres. De fait, la matrice de compteurs ne va permettre d'identifier sans ambiguïté que le canal comportant 1 seul chargé avec la sélection V_1 ou V_2 ou/et V_0 + 1 couple de compteurs de la matrice.

La matrice détecte des événements apparemment 2 fois chargés. Ils ont deux origines possibles :

- a) 26% de "1 chargé" (dans les conditions de test élastique) vont simuler 2 et plus de "2 chargés". On peut estimer le nombre de fortuites, en supposant quinze événements enregistrés par bouffée de 200 msec et une intensité de $10^5 \pi$ /bouffée, avec une porte de 40 nsec, on a le système ouvert pendant $0,6 \mu\text{sec}$ pour $0,5 \pi/\mu\text{sec}$, donc environ 2% des événements contiendront une particule fortuite dans la matrice. Aux "2 chargés" contribuent aussi les fortuites des soixante douze phototubes.
- b) L'acceptance angulaire de la matrice diminue, au profit des "2 chargés", la classe des "3 chargés"; une particule chargée échappe. On peut évaluer cette quantité par un calcul Monte Carlo (M.C.). On a divisé le spectre de masse en quatre régions. On peut donc interpréter la différence D entre le rapport $2/(2+3 \text{ ch})$ mesuré et calculé par Monte Carlo de la manière suivante. Le "2 chargés" contient une certaine contribution de "5 chargés" ou de "3 chargés" accompagnés de un ou deux neutres pour expliquer la montée rapide de l'espace de phase (caractéristique des hautes multiplicités).

Le Tableau 7 résume l'ensemble de ces différents rapports du nombre des particules chargées. Les pourcentages sont établis par rapport au nombre total des événements dans cette bande de masse.

Tableau 7

Masse (GeV)	1,4 - 1,6	1,6 - 1,8	1,8 - 2,0	2,0 - 2,2
"1 chargé"	2,4	2,9	3,1	3,6
"2 chargés"	2,6	4,2	5,6	7,4
"3 chargés"	3,8	4,8	5,2	5,8
2 ch/(2 + 3 ch)	35,0	47,0	52,0	56,0
(M.C.) 2 ch/(2 + 3 ch)	11,0	18,0	26,0	33,0
D	24,0	29,0	26,0	23,0

Conclusion

Si les sélections de charges "1 et 3 chargés" permettent de purifier les échantillons en limitant principalement la montée du fond continu, on ne peut cependant accorder qu'une valeur limitée au rapport de branchement (1 ch/3 ch).

Aucune information concernant la parité G des états observés ne peut être obtenue avec ce dispositif.

2.3 Système d'acquisition des données

2.3.1 Enregistrement de l'information

Le problème d'une lecture rapide des nombreuses échelles de comptages et unités indicatrices contenant l'information sur les diverses quantités physiques mesurées par l'expérience "Missing-Mass" a été résolu de la manière suivante. Le circuit de commande, dès que les échelles sont pleines, envoie un signal de "début de transfert" à l'électronique qui assure le transfert au calculateur; celui-ci est mis préalablement en état d'interruption dans son travail de calcul. Une fois que la calculatrice (SDS 920) a recueilli les données, les échelles sont remises à zéro, et un nouvel événement peut être injecté dans la mémoire de la calculatrice, ceci jusqu'à concurrence de quinze événements par bouffée du SP. A la fin d'une bouffée du SP (200 msec), la calculatrice transfère le contenu de sa mémoire sur des bandes magnétiques (suivant le schéma 20); ces dernières seront condensées sur des bandes de sommes à l'aide de calculatrices plus puissantes (CDC 3800), et les événements "bons techniquement" seront analysés à l'aide du programme "off line".

2.3.2 Vérification "en ligne"

L'emploi d'un appareillage complexe et la mesure d'une grande quantité de paramètres ont contraint, dès son départ, l'expérience "Missing-Mass" à l'emploi d'une nouvelle technique de contrôle, dite "en ligne"; c'est-à-dire que pour chaque bouffée du SP la calculatrice analyse un des événements (le troisième de la bouffée, par exemple) et est capable soit de donner un diagnostic immédiat, soit d'accumuler pendant un certain temps (30 minutes par exemple) un peu de statistique, puis de produire un tableau

contenant l'efficacité de l'appareillage. Cette technique permet une réparation immédiate des éventuelles déficiences techniques susceptibles de se produire en cours d'expérience; par exemple, un des quatre microphones d'une des chambres soniques ne donne systématiquement plus un signal suffisant et doit donc être changé. Economiquement, cette technique présente aussi un grand intérêt. Elle permet d'optimiser le temps d'utilisation du synchrotron à protons du CERN.

Au dernier stade de son développement, l'expérience "Missing-Mass" disposait de deux modes de travail "en ligne" (cf. Fig. 20).

A. Avec la SDS 920

Une fois le temps nécessaire pour accumuler suffisamment de données, on commande, par clé, à la calculatrice de produire une bande perforée contenant le tableau des mauvais événements classés d'après le type d'erreur qu'ils contiennent. Cette bande de papier est immédiatement lue par un "flexowriter", puis les modifications nécessaires, s'il y en a, sont faites; après quoi le système est remis en marche.

B. Avec la CDC 6600

Par "intercom", on demande aux opérateurs d'envoyer (d'après le schéma 20), sur un écran de télévision situé dans l'aire expérimentale, le contenu d'une mémoire analogique, c'est-à-dire les différents histogrammes de notre choix, par exemple la distribution Y_{vert} (type Fig. 28), les distributions angulaires (type Fig. 31) ou même, directement, les distributions de masse manquante (cf. Fig. 39). [Source : Réf. 7a)]. L'information emmagasinée dans ces mémoires analogiques a été calculée "en ligne" par la CDC 6600. L'avantage de l'expérimentation "en ligne" avec une grosse calculatrice réside dans sa capacité à analyser tous les événements au fur et à mesure de leur production, et à envoyer dans l'aire expérimentale les résultats qu'il suffit de photographier pour conserver. A ce stade, il ne s'agit plus seulement de simples contrôles techniques "en ligne", mais véritablement de physique "en ligne". Il faut cependant noter que les performances techniques accomplies dans ce domaine ont finalement dépassé notre capacité de profiter vraiment de ces avantages, c'est-à-dire d'adopter un mode de travail lié à l'action immédiate, radicalement différent du patient travail d'analyse dans lequel on se rend compte des fautes faites longtemps après l'acquisition des données expérimentales!

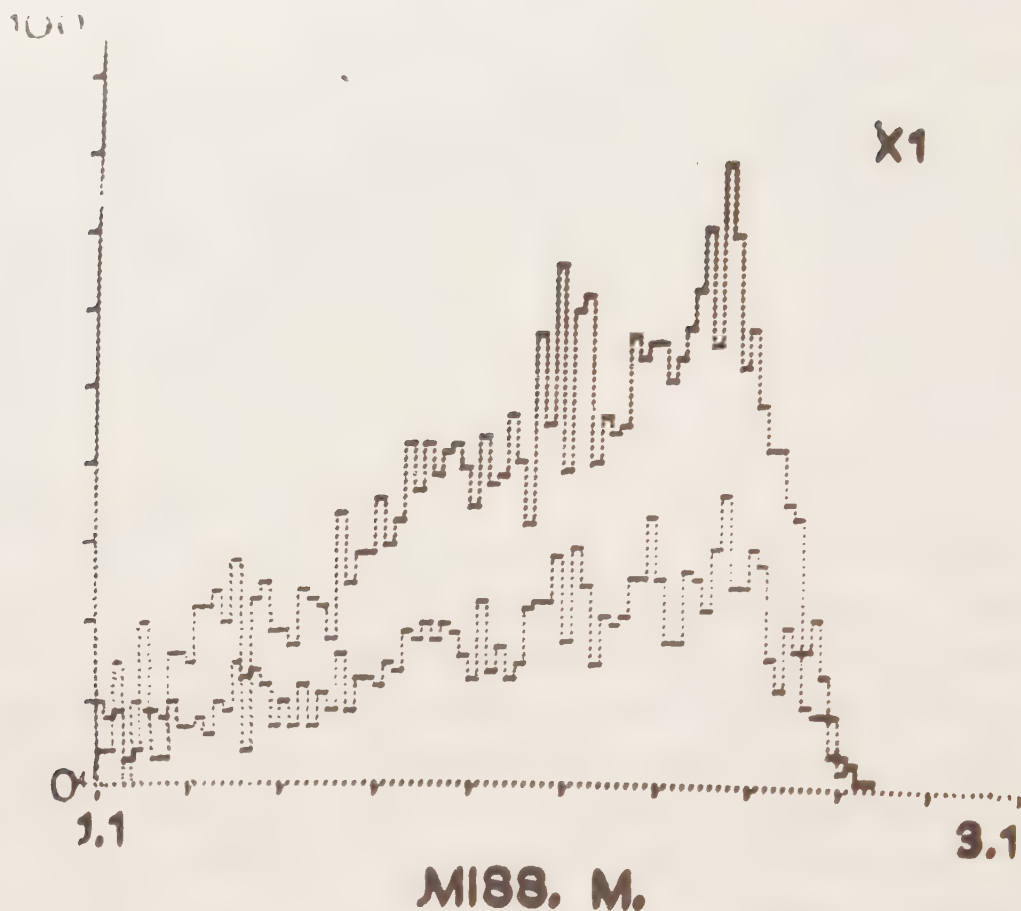


Fig. 39

Photographie "en ligne" d'une distribution de masse manquante.

2.3.3 Traitement des données "sans ligne"

Une fois les données enregistrées sur bandes magnétiques, leur analyse ne diffère en rien de l'analyse de n'importe quelles données expérimentales contenant une grande statistique. Certaines coupures (sur p_z par exemple) doivent être faites "sans ligne"; en effet, il n'est pas possible au niveau du "trigger" de tenir compte de l'angle azimutal des protons de recul, et étant donné qu'une petite calculatrice, comme la SDS, n'est pas à même de reconstruire tous les événements au fur et à mesure, il n'y a pas d'autre choix que le transfert de tous ces événements sur bandes magnétiques. Une politique plus discutable est l'enregistrement des événements contenant une erreur de microphone. Ce type d'erreur est facile à

codifier, et même la SDS pourrait choisir de ne pas transférer un tel événement sur bande magnétique. Ces événements représentent 50% du total, c'est-à-dire que l'on double le nombre de bandes magnétiques utilisées, et par conséquent, aussi, le temps de lecture. La justification est qu'un certain pourcentage de ces événements (< 10%), dont la qualité reste à notre avis discutable, sont récupérables.

3. RESONANCES MESIQUES DANS LA REGION DE MASSE COMPRISE ENTRE 1,4 et 1,9 GeV/c²

3.1 Introduction

Les progrès accomplis dans le domaine de la spectroscopie mésique, ces trois dernières années, ont été considérables et l'expérience "Missing-Mass" y a contribué d'une manière décisive.

Grâce à la quantité considérable de données expérimentales accumulées, on peut déjà entrevoir quelques schèmes possibles de classification. La figure 1 montre qu'à l'exception des mésons d'isospin $I = 0$, l'expérience "Missing-Mass" a soit découvert, soit confirmé la presque totalité des raies, actuellement connues, du spectre de masse des bosons. Il reste cependant certain que les expériences de chambres à bulles ont aussi contribué à l'essor de la spectroscopie mésique.

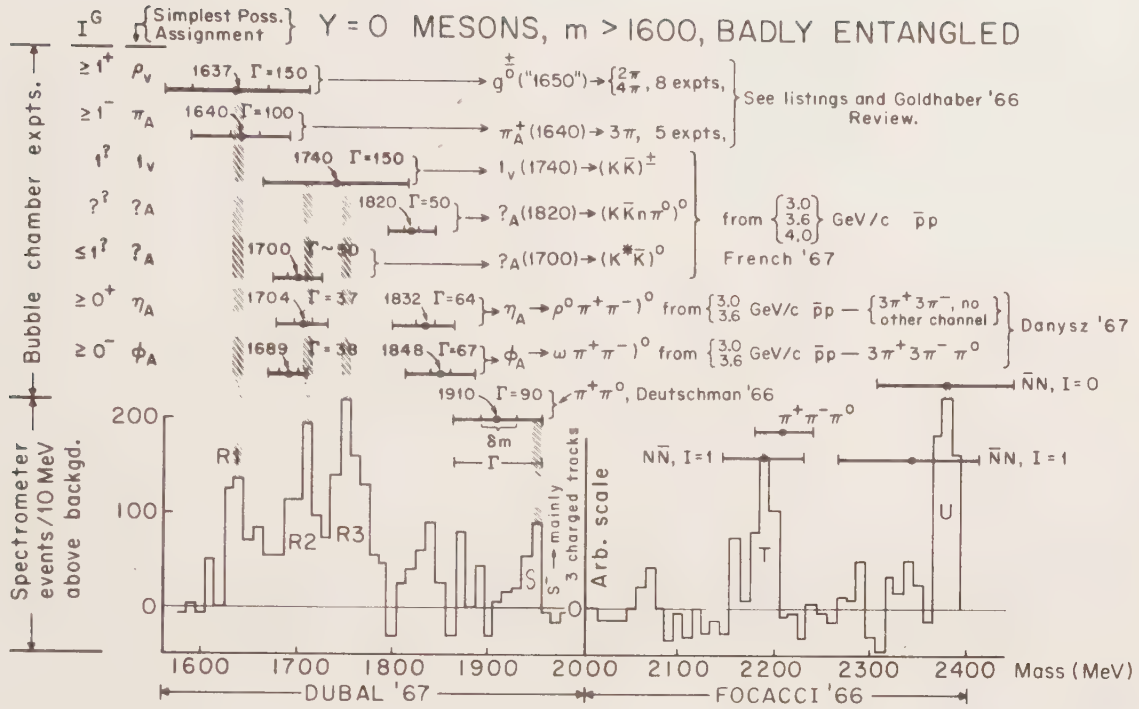
Nous avons entrepris pour le présent travail l'examen de l'ensemble des données disponibles (antérieures à septembre 1967) concernant les résonances bosoniques d'isospin $I > 0$, de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV. Il est en effet essentiel, pour déterminer certains nombres quantiques tels que la parité G des résonances observées à l'aide du "MMS", d'établir une correspondance avec les informations obtenues par les chambres à bulles.

3.2 Analyse du spectre des mésons d'étrangeté $S = 0$, de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV

3.2.1 Aperçu de la situation expérimentale

Nous allons tout d'abord examiner systématiquement les résultats de l'expérience "Missing-Mass", puis, reprenant certains points du travail¹²⁾, nous rendrons compte des résultats obtenus à l'aide des chambres à bulles pour, enfin, tenter de dresser un tableau des nombres quantiques possibles des nouvelles résonances de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV.

La plupart des informations actuellement disponibles sont résumées dans la Fig. 40 [source : Réf. 26b)]. Nous allons montrer que la situation, bien qu'encore confuse, est moins "péniblement embrouillée" que ne le laisse supposer le titre de cette figure.



XBL678-5109

Fig. 40

3.2.2 Analyse de la production du spectromètre de masse manquante

En novembre 1965, le groupe "Missing-Mass" obtenait avec des pions incidents de 12 GeV/c une distribution angulaire montrant un pic de 5,7 écarts-types émergeant d'un "continuum" estimé à vue. La masse qui est associée à ce pic de la distribution angulaire de la Fig. 41 est de 1675 MeV. On a sélectionné une bande d'impulsion du proton de recul ($550 < p_3 < 630$ MeV/c, avec p_3 mesuré par le temps de vol) tel que la masse $x = 1700$ MeV soit dans le pic du Jacobien [$\Theta_3 = \Theta_3(x = 1700)$ maximum].

Une réanalyse, plus systématique, de données antérieures fut décidée pour apporter des preuves supplémentaires à l'existence d'une résonance dans cette région de masse. En mai 1965, trois "runs" avaient

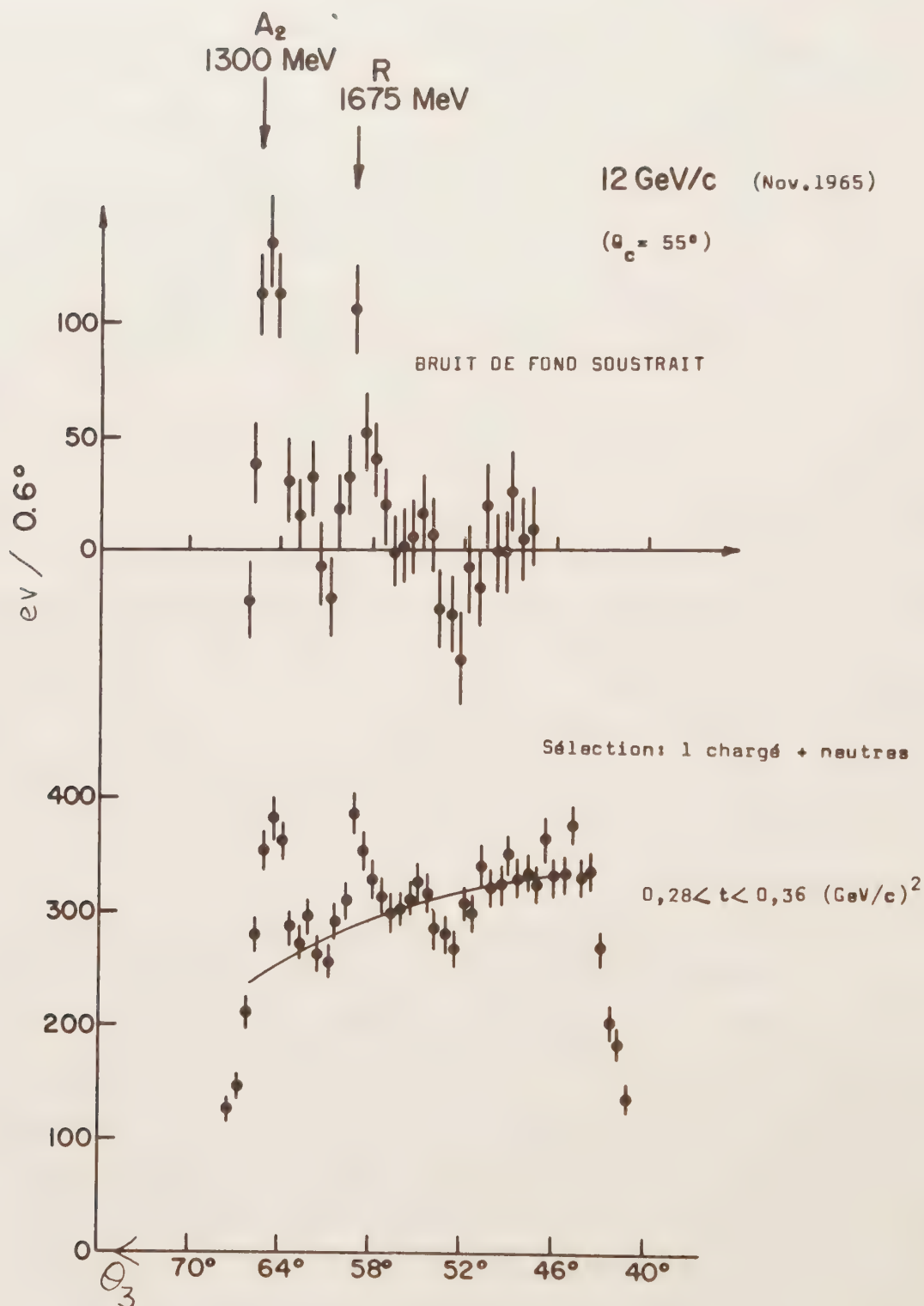


Fig. 41

Distribution angulaire avec coupures sur p_3 telles que la masse $x = 1,7 \text{ GeV}$ soit dans la région du pic du Jacobien [source : Réf. 10)].

été faits à 6,12 et 13 GeV/c. Bien que les données obtenues en mai aient été produites dans des conditions peu claires de contamination [des pions simulant des protons, voir détail Réf. 10)], elles montraient pourtant un effet systématique certainement compatible avec l'existence d'une résonance de masse 1675 MeV, le méson R. Les données de mai 1965 ne suffisent certainement pas pour démontrer l'existence du méson R, la masse de ce méson étant dans ces trois "runs" (Fig. 42), dans une région d'efficacité géométrique réduite. La figure 43 montre les résultats obtenus après soustraction d'un "continuum" estimé à vue.

La somme des résultats des "runs" de mai et de novembre 1965 est présentée dans la Fig. 44. Elle montre un effet de l'ordre de 7,5 écarts-types soit 461 ± 61 événements pour les trois boîtes centrales. Une signification statistique aussi prononcée pour un nouvel effet, ainsi que la répétition de l'effet à diverses impulsions incidentes (6,12 et 13 GeV/c) et différents angles Θ_c du télescope (52° et 55°) constituaient déjà une preuve forte en faveur d'un effet non directement réductible à des biais expérimentaux, et il apparaissait probable que l'effet observé était la résonance découverte juste quelques mois plus tôt par des expériences de chambres à bulles²⁷⁻²⁹). Il fut décidé de poursuivre plus loin encore l'étude de cet effet.

Afin d'éviter l'introduction de biais expérimentaux en répétant exactement la même expérience, on a choisi l'impulsion incidente $p_1 = 7,0$ GeV/c. La figure 45B montre les résultats de ce "run". Ce n'est pas un pic qui est apparu, mais trois!

De nouvelles mesures ont été faites à 12 GeV/c pour accumuler davantage de statistiques sur cet effet imprévu. On a pris cependant la précaution de modifier l'angle du télescope à 52°. Ce "run" de janvier 1966 a permis la mise en évidence d'une structure du méson R (cf. Fig. 45A) dont seul le manque de statistiques avait interdit précédemment la découverte. On a donc effectué une analyse de ces pics en χ^2 .

En supposant d'abord l'absence d'effet résonnant et que le fond puisse être représenté par une ligne droite (approximation la plus simple dans le cas où l'on ne sait pas si le fond continu est concave ou convexe), on a obtenu une valeur de χ^2 élevée, correspondant à une probabilité inférieure à 10^{-4} .

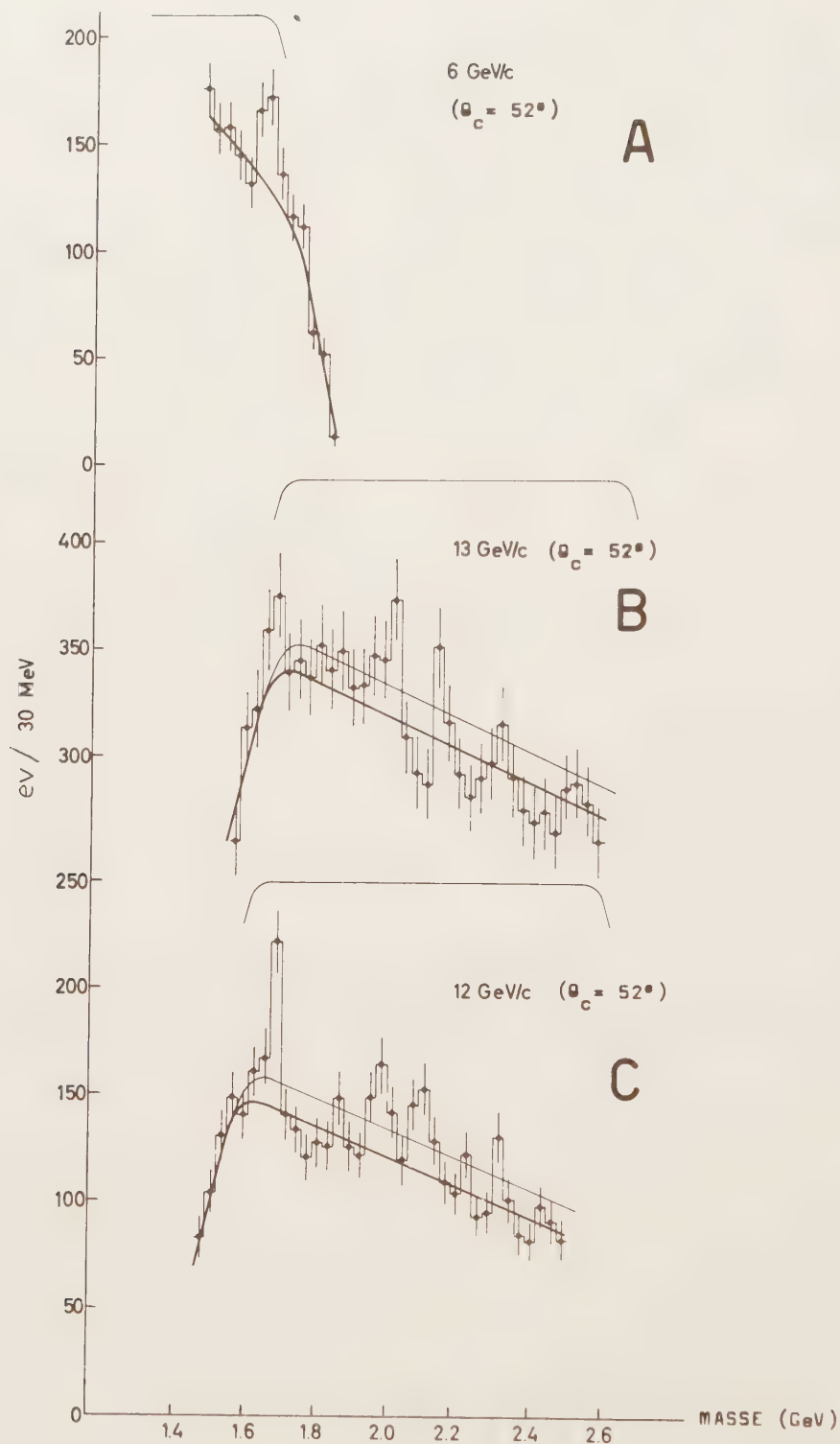


Fig. 42

Preuves supplémentaires de l'existence d'un méson R(1675)
[données de mai 1965, source : Réf. 10)].

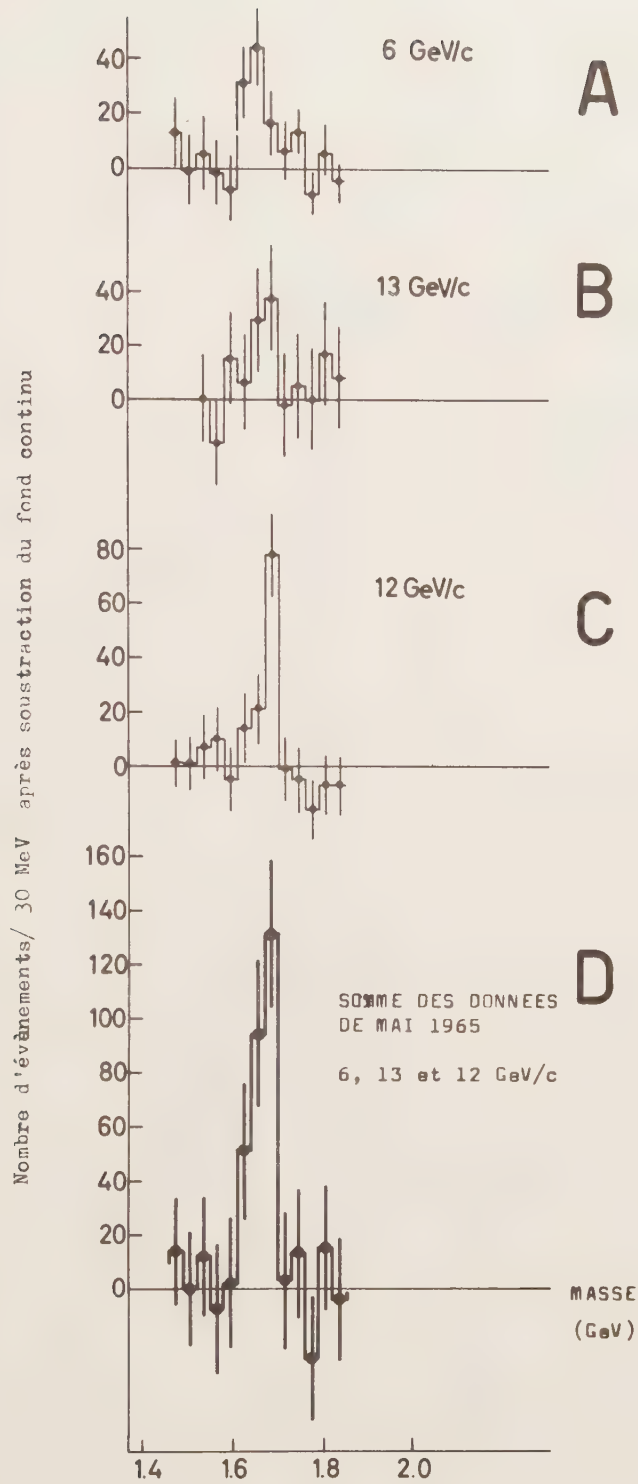


Fig. 43

Données de mai 1965 après soustraction approximative du "continuum". [Source : Réf. 10)].

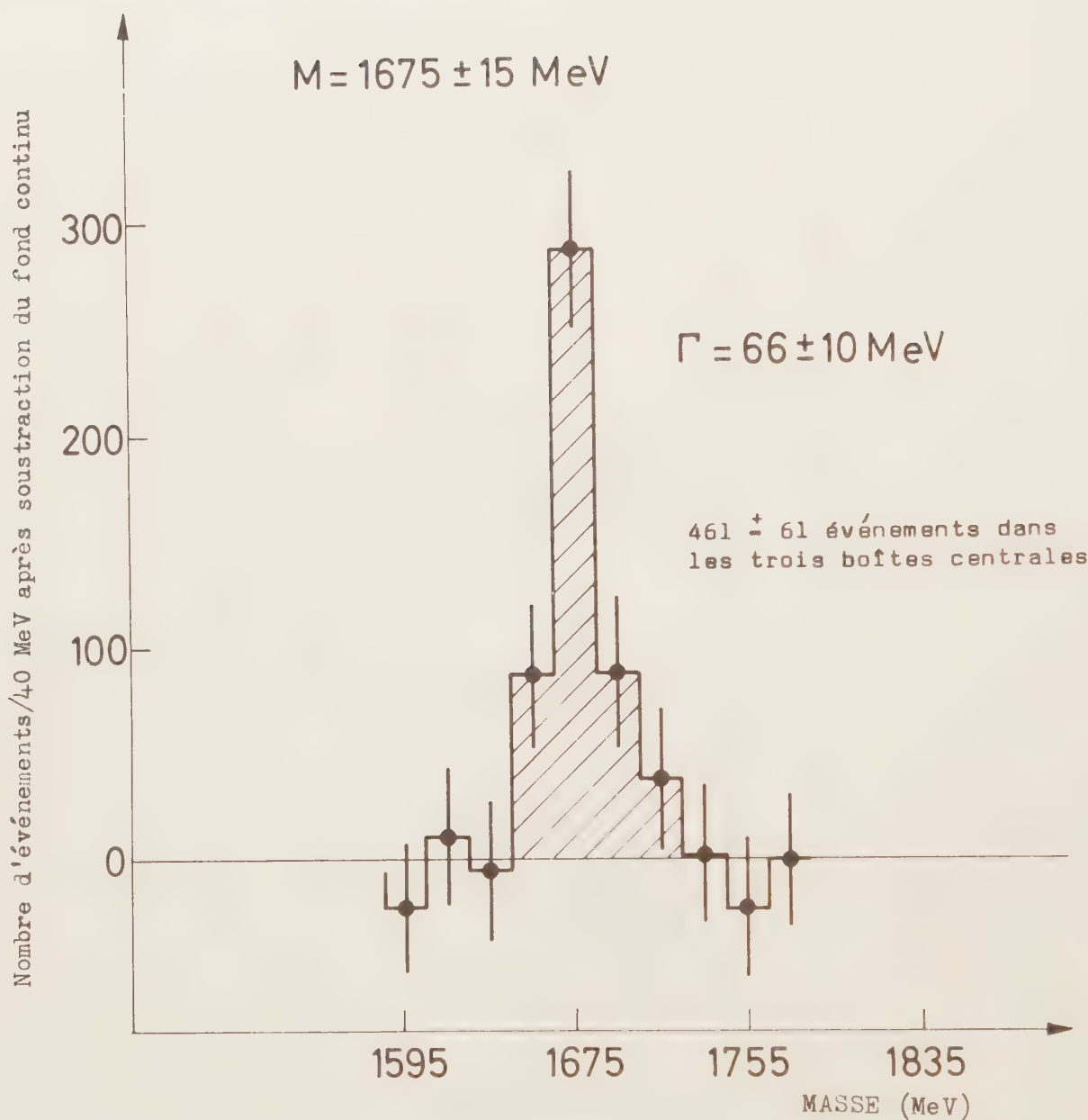


Fig. 44

Somme des données de tous les "runs" à 6, 12 et 13 GeV/c (mai 1965)
et à 12 GeV/c (novembre 1965).

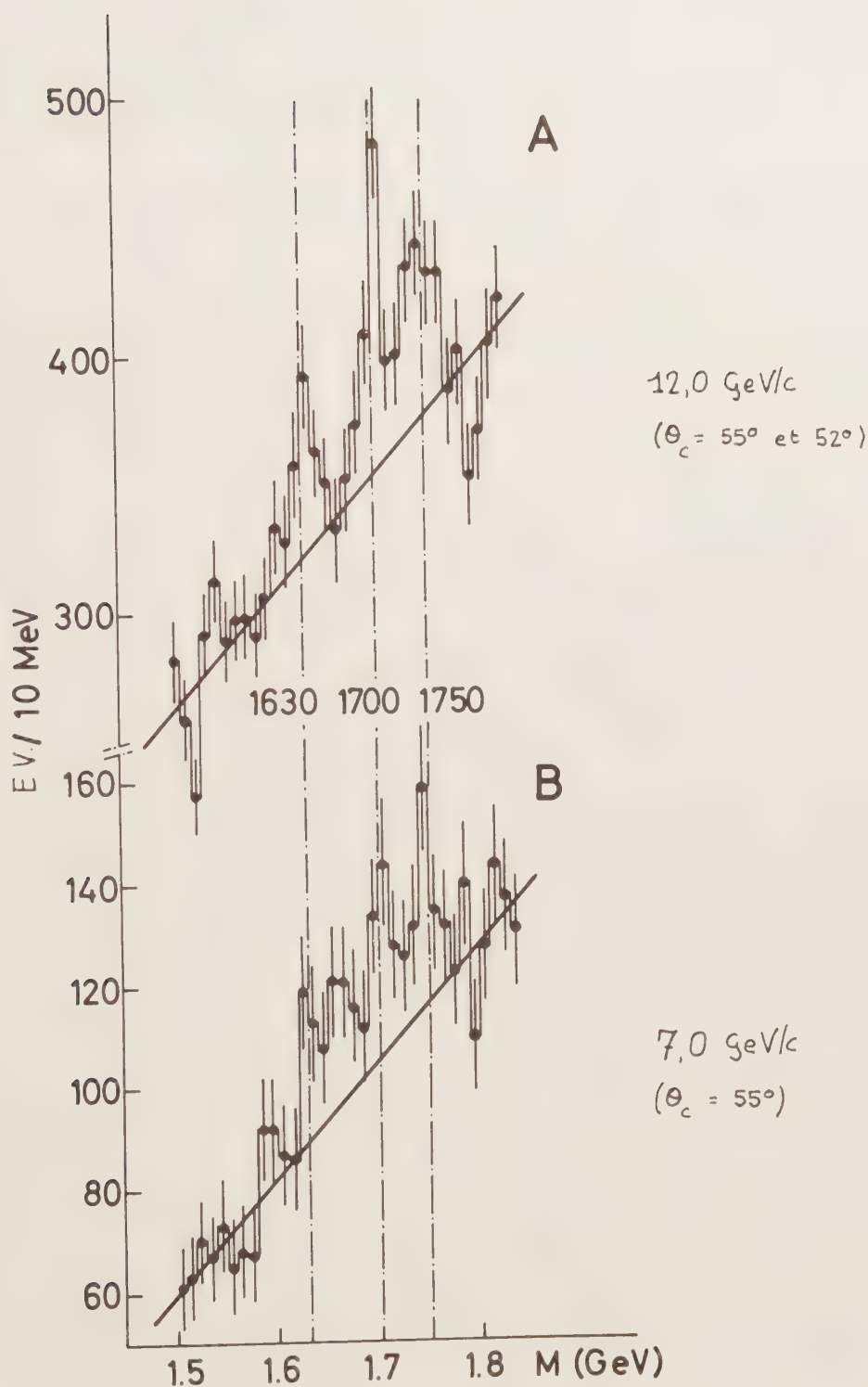


Fig. 45

Spectre de masse manquante pure à 7,0 et 12,0 GeV/c
pour l'intervalle de transfert de quadri-impulsion :
 $0,21 < t < 0,28 (\text{GeV}/c)^2$. [Source : Réf. 11).]

Toujours en termes de χ^2 , la structure triple est nettement favorisée. L'hypothèse d'un seul pic donne une probabilité de 0,8% alors que l'hypothèse de trois pics aux masses 1630, 1700 et 1750 MeV donne une probabilité de 60%.

Il est à remarquer que la distribution angulaire présentée en boîtes d'une largeur équivalente à 20 MeV ne présente qu'un seul pic (Fig. 46). Ceci est dû au fait que la partie de la ligne de masse qui n'est pas dans la région du Jacobien contribue à élargir le pic; une résonance présente un front raide pour l'angle maximum (pic du Jacobien) et un front en pente douce vers les angles plus petits. Dans le cas du R, cet effet empêche de distinguer la structure.

La figure 47 montre la somme des données à 7 et 12 GeV/c explicitant la structure du R en date de fin janvier 1966. Soit 4,0 écarts-types en faveur du R_1 , 6,6 en faveur du R_2 et 6,1 en faveur du R_3 .

A la fin de 1966, on a décidé de faire encore un "run" pour statuer définitivement de l'existence de la structure triple du méson R. L'impulsion incidente a été choisie légèrement différente de celle des "runs" précédents, de telle manière qu'un pic instrumental de la distribution angulaire (inefficacité des chambres soniques ou des compteurs) n'apparaisse pas à la même masse. A 11,5 GeV/c, un tel pic devrait apparaître à une masse 50 MeV plus petite qu'à 12,0 GeV/c (pour un même angle Θ_c).

Afin de renforcer l'effet dû au changement de l'impulsion incidente, on a placé le télescope à $\Theta_c = 54^\circ$, ce qui doit provoquer un déplacement supplémentaire de 25 MeV vers les masses plus petites des éventuels pics instrumentaux. C'est-à-dire que si la structure du R observée à 12 GeV/c était tributaire de la position angulaire du télescope, on devrait pour les nouvelles conditions expérimentales observer cet effet "technique" 75 MeV plus bas dans le spectre de masse. Cependant la distribution angulaire à 11,5 GeV/c (Fig. 48) présente le même comportement que celle à 12 GeV/c.

La statistique du "run" à 11,5 GeV/c est suffisante pour permettre une analyse de la dépendance en t du méson R, étant pris comme un tout. La figure 49 montre les distributions angulaires obtenues pour différentes valeurs du parcours P_i du proton ($i = 1$ à 4). Les lignes cinématiques au

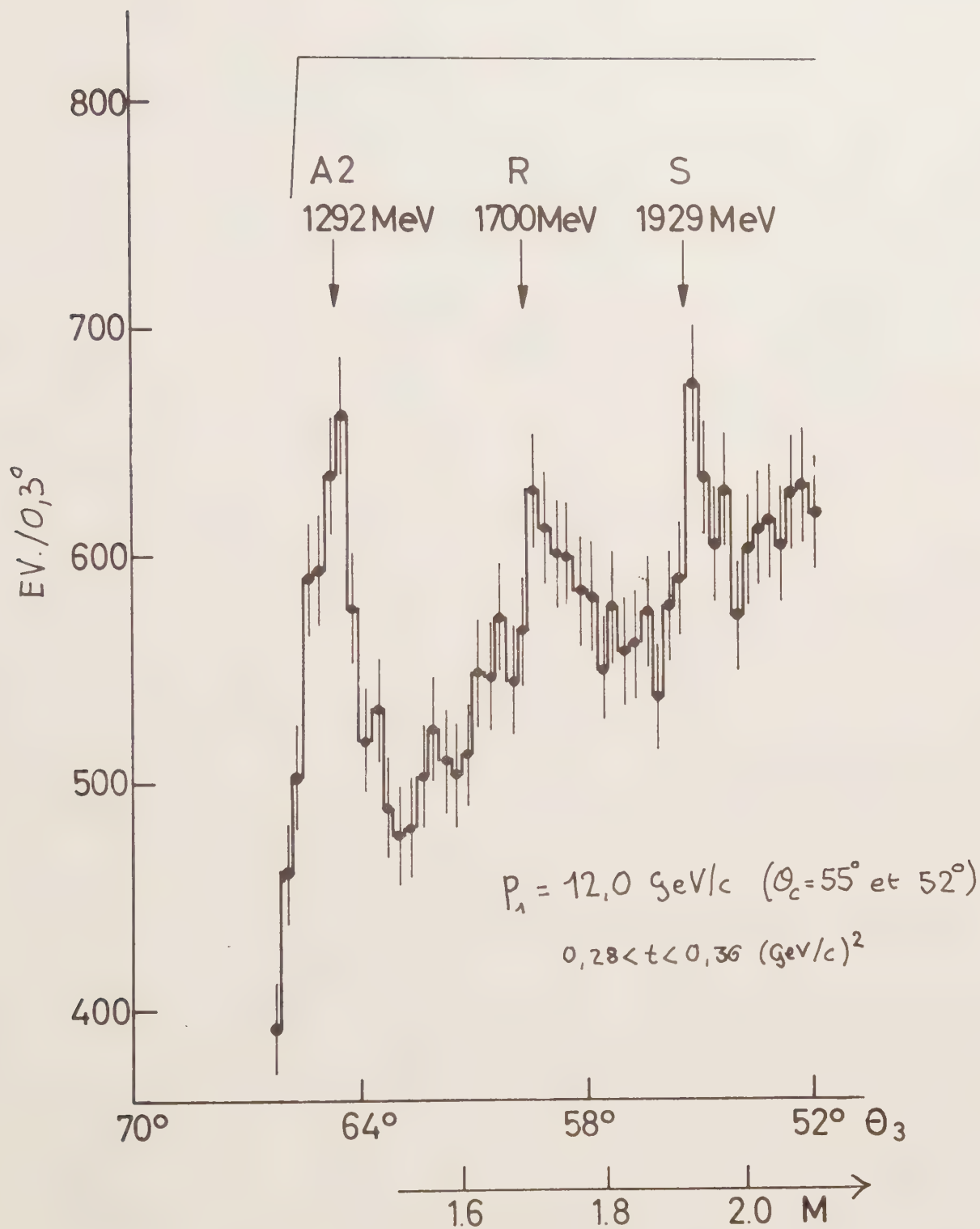


Fig. 46

Distribution angulaire à 12,0 GeV/c (somme des données).
 Sélection sur le transfert de quadri-impulsion telle que
 le méson R soit dans la région du pic du Jacobien.

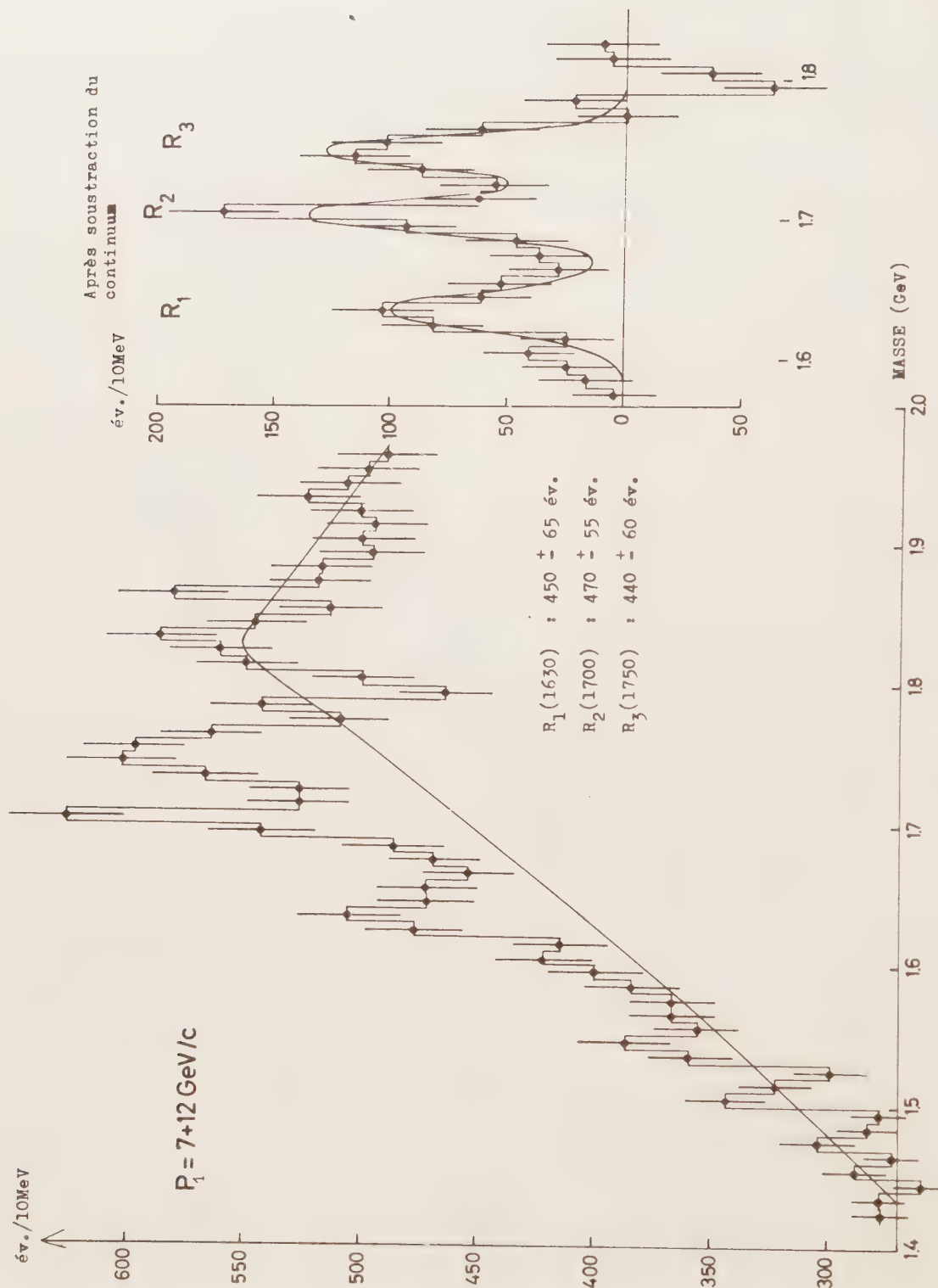


Fig. 47

Spectre de masse manquante pure à $7,0+12,0 \text{ GeV}/c$ [source : Réf. 18)].

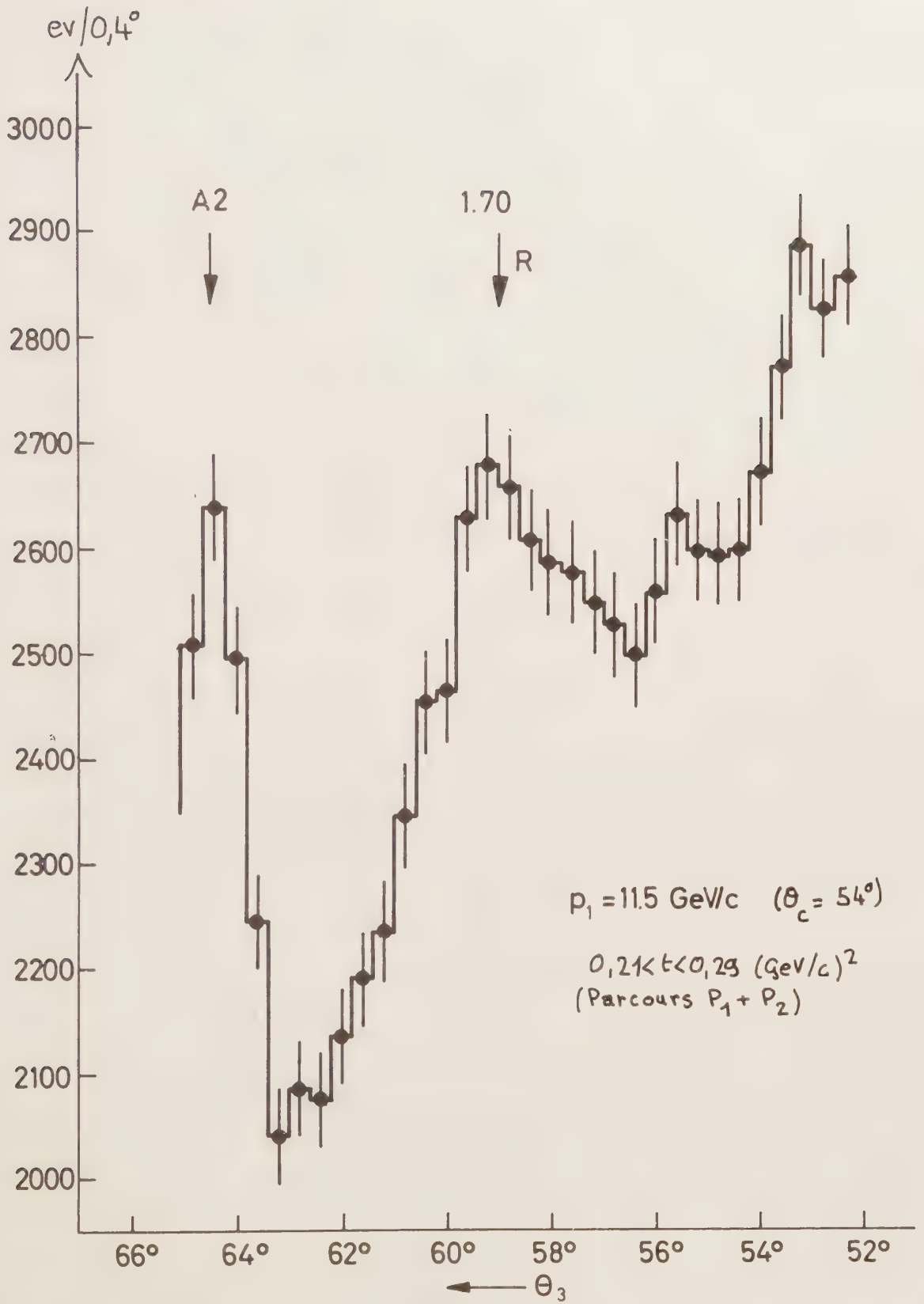


Fig. 48

Distribution angulaire à 11,5 GeV/c.

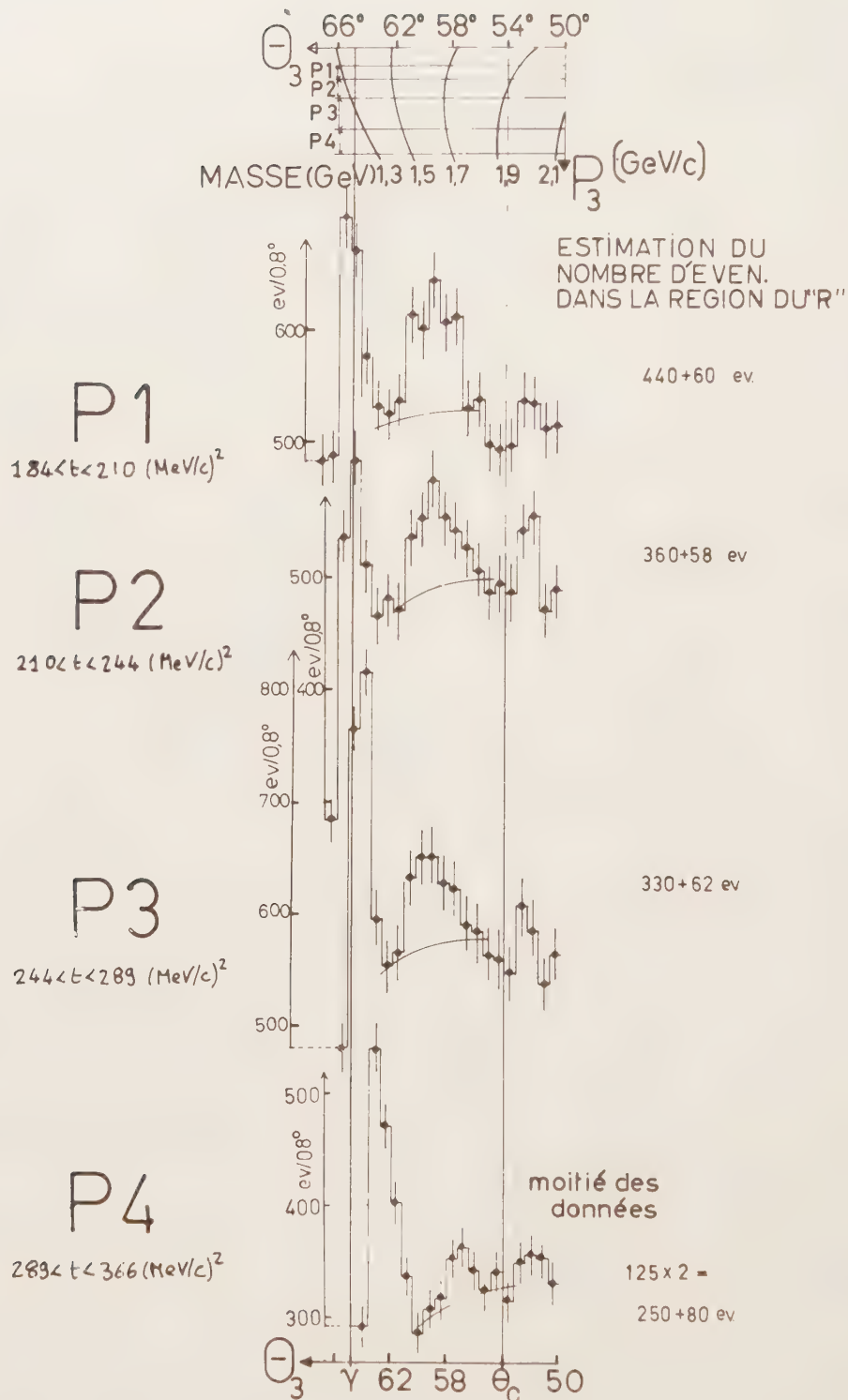


Fig. 49

Distribution angulaire à 11,5 GeV/c pour les quatre intervalles de parcours.

sommet de la figure donnent les correspondances entre l'angle et la masse manquante, pour diverses valeurs du parcours. Ces lignes permettent de comprendre le déplacement et l'amplitude du signal du A_2 en fonction de t ; dans P_1 et P_2 le méson A_2 est à cheval sur l'angle γ (Fig. 17). Le niveau du bruit de fond (estimé à vue) sur chacune des quatre distributions permet d'évaluer numériquement la décroissance en t de la production du méson R global. Dans notre estimation du nombre d'événements dans la région du R, nous n'avons considéré que l'erreur statistique, l'erreur due à la soustraction du fond continu est du même ordre de grandeur, c'est-à-dire que pour être rigoureux il faudrait multiplier au moins par $2^{1/2}$ les erreurs indiquées. Si l'on normalise le nombre d'événements de chaque intervalle de parcours à l'unité de $1,0(\text{GeV}/c)^2$, puis que l'on multiplie par un facteur adéquat de normalisation donné par (24) (pour calcul, voir plus loin), on obtient la figure 50. La dépendance en t est plus forte que

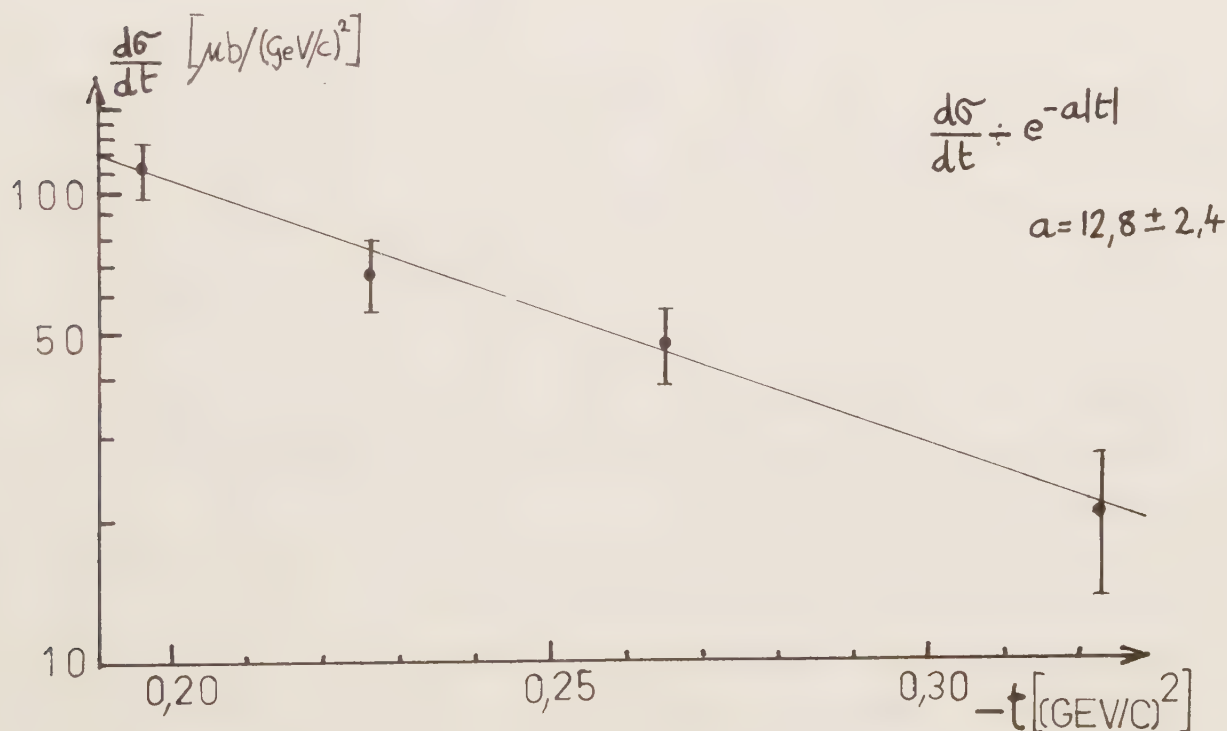


Fig. 50

Dépendance en t de la production du méson R.

celle indiquée dans (14); ainsi, soit le processus de production du R est un processus très périphérique, soit l'absorption est grande, ce qui est vraisemblable, car l'énergie totale du c.m. est grande : 4,7 GeV. Une ligne droite s'ajuste très bien sur les points expérimentaux avec une probabilité $P(\chi^2) = 86\%$. Le coefficient $a = 12,8 \pm 2,4 (\text{GeV}/c)^{-2}$. Remarquons que le coefficient de la pente pour la réaction élastique (Fig. 32) était aussi un peu "fort".

Examinons le spectre de masse; il présente trois pics significatifs aux mêmes masses que pour les données antérieures à 7 et 12 GeV/c (voir Fig. 51). A 11,5 GeV/c, les données présentées à la Fig. 51 ont subi la sélection de charge "1+3". La figure 52 présente la somme des données à 7, 11,5 et 12 GeV/c. La région de pleine efficacité géométrique à 7 GeV/c, déterminée par l'angle β de la Fig. 17, limite le spectre à la masse

$$x = x(\beta, p_1 = 7,0 \text{ GeV}/c) = 1860 \text{ MeV} ,$$

or, comme la montée de l'espace de phase est très rapide à 11,5 et 12 GeV/c, il est préférable de couper le spectre à cette masse et d'éviter l'allure étrange de la Fig. 47.

La figure 53 montre le spectre après soustraction d'un "continuum" . estimé à vue. Au-dessus de la masse 1860 MeV, le spectre de la Fig. 53 ne contient que les données obtenues à 11,5 et 12 GeV/c. Le méson S pour $t < 0,29 (\text{GeV}/c)^2$ n'est pas en plein pic du Jacobien, c'est la raison pour laquelle il apparaît relativement petit. Un autre effet semble apparaître vers 1830 MeV, considérablement moins marqué cependant que les résonances R_1 , R_2 ou R_3 .

Cet effet, que nous appellerons R_4 , ne présente qu'une signification statistique de 3,1 écarts-types bien que le fond continu, estimé à vue, ne le défavorise pas spécialement. Notre critère, pour parler d'un effet physique fiable, étant une déviation du bruit de fond de cinq écarts-types au minimum, il convient donc de ne pas prendre l'existence de R_4 trop au sérieux. La seule différence visible entre les données à 11,5 GeV/c et les résultats précédents concerne l'effet des sélections de charges sur le pic R_3 . Du point de vue technique, la matrice de compteur

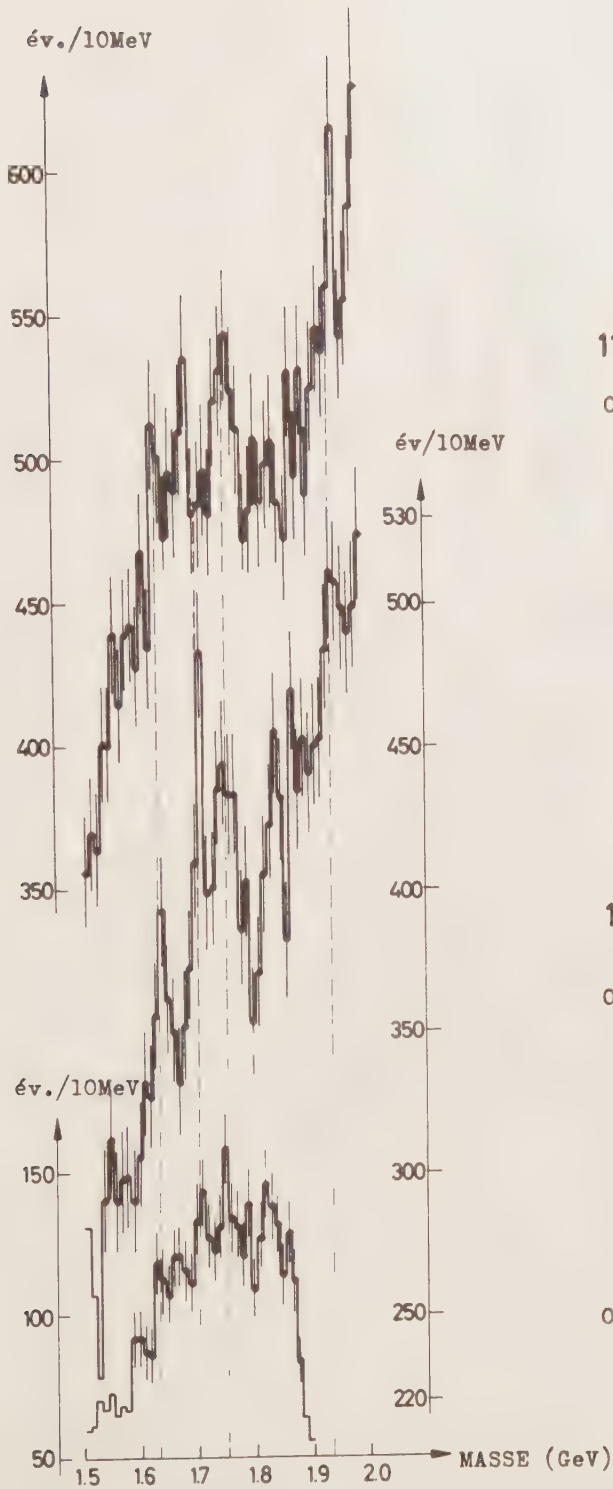


Fig.51

Fig. 51

Evidences de la reproductibilité de la structure du méson R sous diverses conditions expérimentales [source : Réf. 3)].



Fig. 52

Evidence de l'existence d'une structure du méson R.
[Somme des données; source : Réf. 3).]

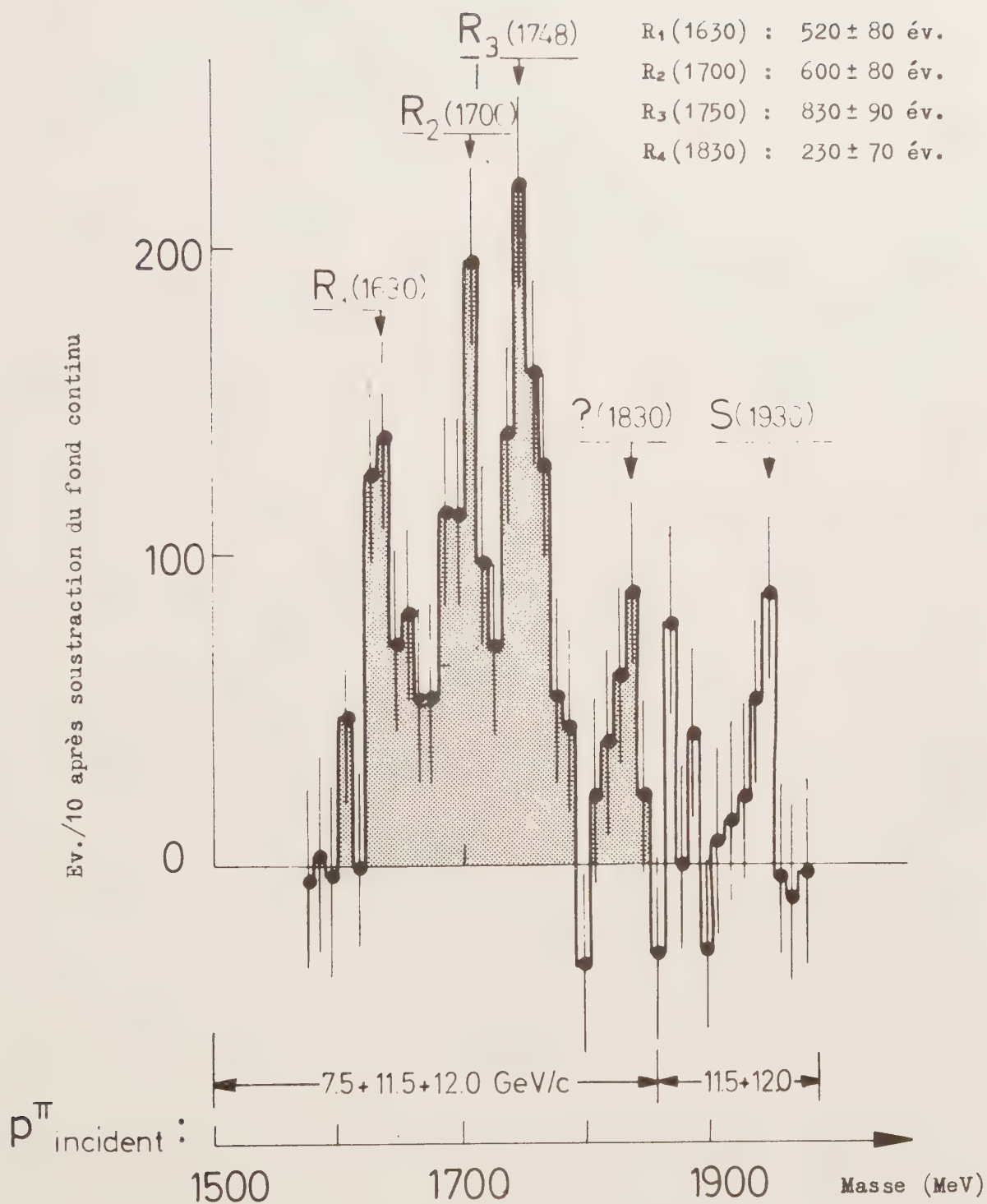


Fig. 53

Spectre de masse des bosons chargés dans la région de 1,7 GeV. [Le fond continu estimé approximativement est soustrait. Source : Réf. 3).]

de soixante-quatre cellules utilisées à 7,0 et à 12,0 GeV/c a été remplacée par une matrice contenant trois cent vingt-quatre cellules décrite dans la Section 2.2.6; cela est probablement la cause de la quasi-disparition de R_3 dans la sélection "1 chargé + neutre(s)" à 7 et à 12 GeV/c alors que le pic apparaît clairement dans cette sélection à 11,5 GeV/c.

Les données à 12 GeV/c avec la sélection "1 chargé + neutre(s)" sont présentées dans la Fig. 54. La statistique à 7 GeV/c est plus faible; d'autre part la sélection "1 chargé" n'a été faite dans ce "run" qu'avec la sélection V_1 ou V_2 . La figure 55 présente la somme à 7 et à 12 GeV/c des données avec la sélection "1 chargé". Les données obtenues à 11,5 GeV/c dans la sélection "1 chargé + neutre(s)" sont présentées dans la Fig. 56.

Les informations obtenues à l'aide du "MMS" sur la structure du R sont les suivantes :

$$R_1 = 1630 \pm 15, M_{R_2} = 1700 \pm 15, M_{R_3} = 1750 \pm 15, M_{R_4} = 1830 \pm 15 \text{ MeV} .$$

La résolution expérimentale a peu varié entre les "runs" à 7, 12 et 11,5 GeV/c. Pour le "run" à 11,5 GeV/c, la résolution en fonction de la masse manquante est montrée pour chaque intervalle de parcours dans la Fig. 36.

Pour les trois premiers parcours P_1 , P_2 et P_3 , la largeur totale de la résolution est typiquement de 30 MeV à 15% près; elle était légèrement plus forte pour les "runs" à 7 et à 12 GeV/c.

L'effet du pouvoir de résolution du spectromètre sur la hauteur et la largeur d'un pic est montré dans la Fig. 37; il faut tenir compte de cet effet en examinant la largeur des pics de la Fig. 53. Ainsi, seule la détermination d'une limite supérieure à ces largeurs est possible. Cette limite semble se situer aux alentours de la moitié du pouvoir de résolution, soit une largeur totale maximum de 15 MeV. Il serait illusoire de faire un ajustement de ce paramètre, la statistique ne le permettant pas. On discutera cependant dans la Fig. 72 une simulation de cet effet.

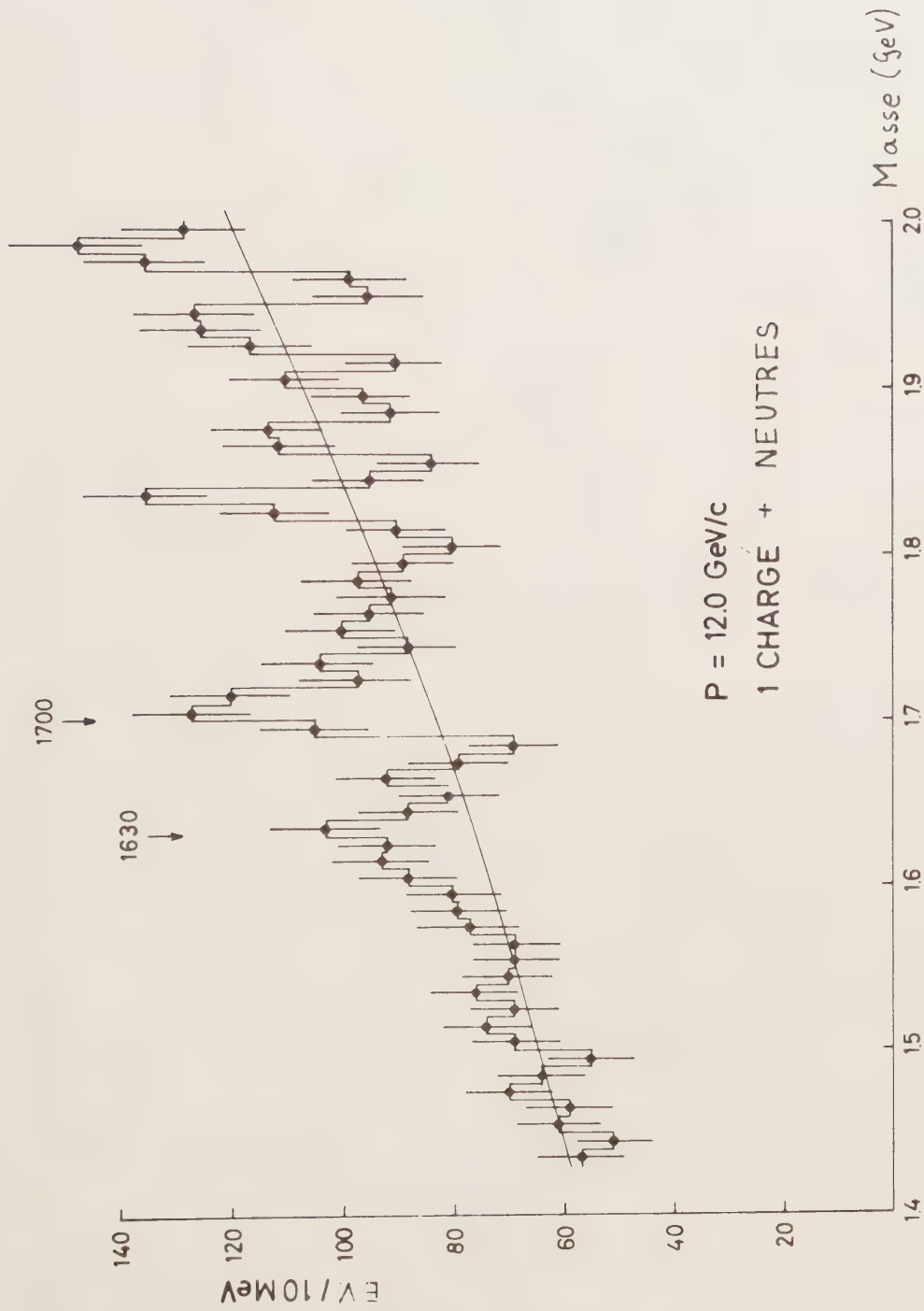


Fig. 54

Spectre de masse manquante à 12,0 GeV/c. Sélection sur les produits de désintégration :
"1 chargé + neutre(s)". [Source : Réf. 18).]

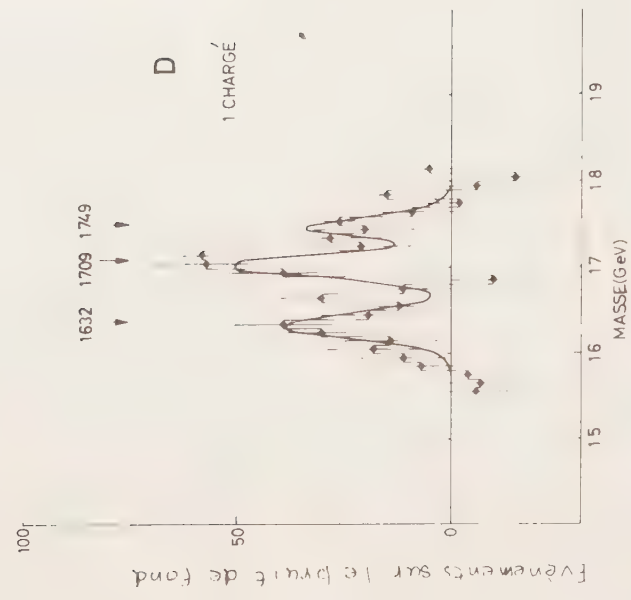
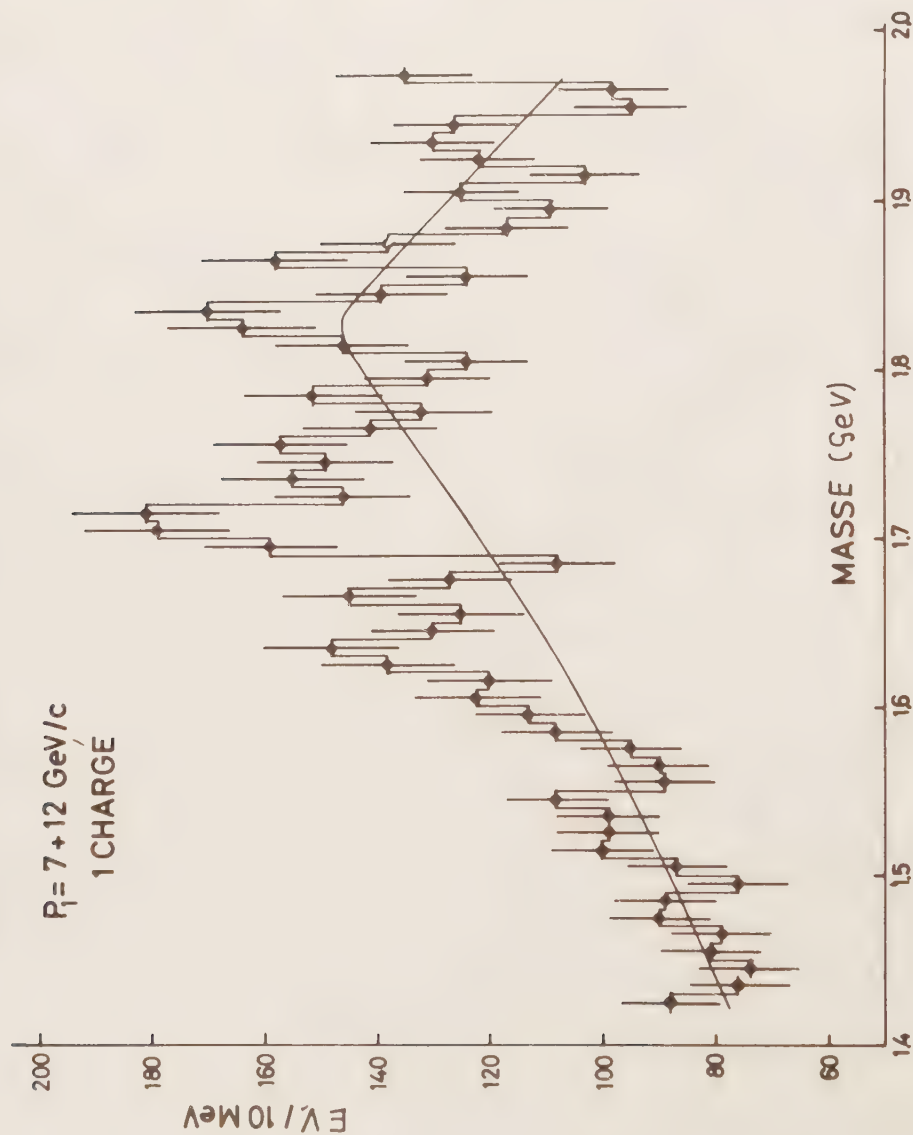


Fig. 55

Spectre de masse manquante à 7,0 et 12,0 GeV/c. Sélection : "1 chargé + neutre(s)".
[Source : Réfs. 1) et 18).]

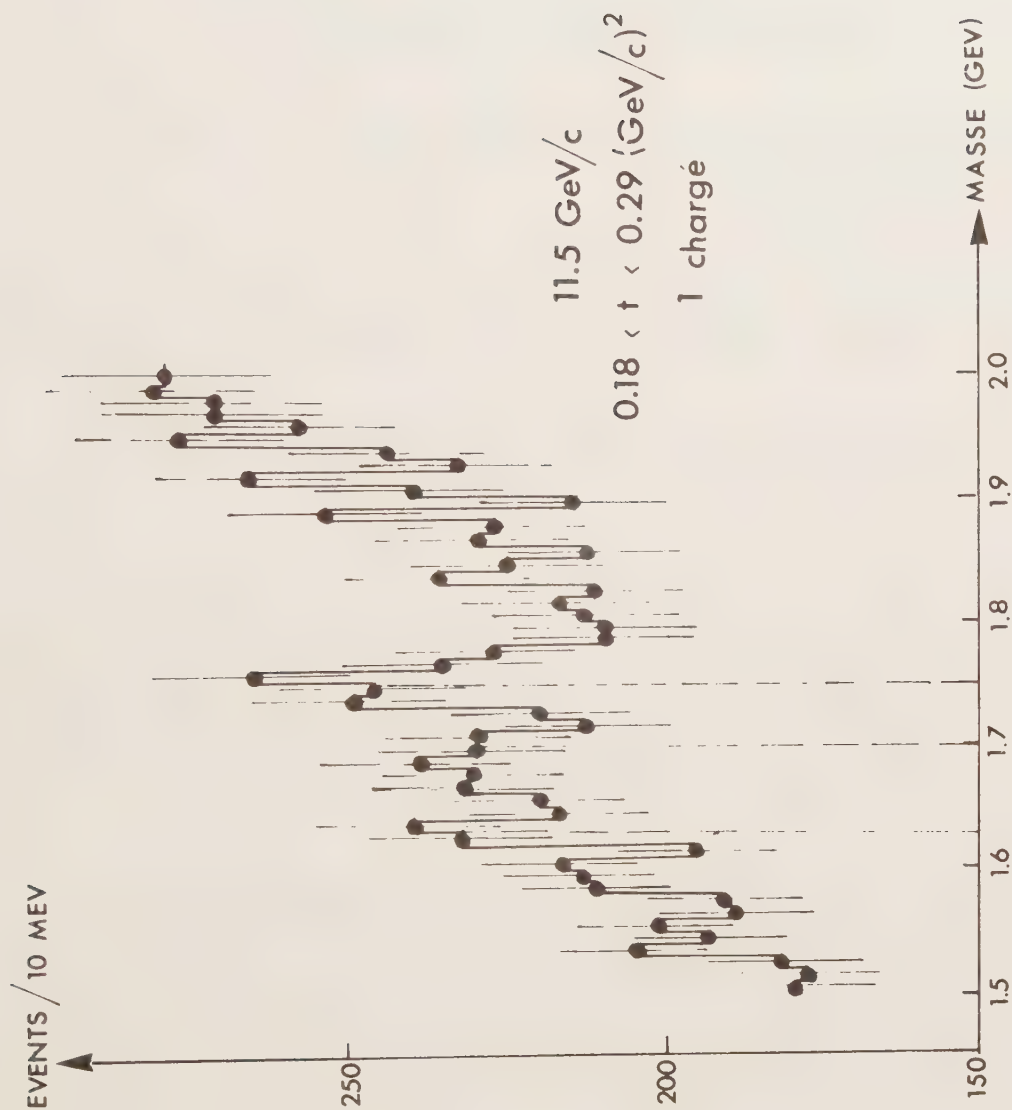


Fig. 56

Spectre de masse manquante à 11,5 GeV/c. Sélection : "1 chargé + neutre(s)".
[Source : Réf. 3).]

Le rapport signal sur bruit de fond S/B pris au centre de ces résonances est pour R_1 : 1:7; pour R_2 : 1:5; pour R_3 : 1:5 et pour R_4 : 1:10. Le nombre d'événements actuellement trouvés pour ces résonances est : R_1 : 520 ± 80 ; R_2 : 600 ± 80 ; R_3 : 830 ± 90 et R_4 : 230 ± 70 . Les erreurs indiquées sont purement statistiques, c'est-à-dire que l'on suppose le "continuum" connu, ce qui est, comme nous l'avons vu, loin d'être le cas.

La signification statistique de chaque pic est la suivante :

R_1 : 6,6 écarts-types; R_2 : 8,5; R_3 : 10,0; R_4 : 3,1 .

La section efficace différentielle à 11,5 GeV/c, dans les limites de transfert d'impulsion données par $P_1 + P_2 + P_3$, est d'après (24) et le Tableau 3

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{n_x}{4,0 \times 10^9} \frac{1}{1,3 \times 10^{24}} \frac{100}{5,7} \frac{1}{0,13} = n_x \cdot 0,026 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \\ &= 0,026 n_x (\mu\text{barn}) . \end{aligned} \quad (24')$$

Il faut, en outre, tenir compte de l'efficacité de détection de la sélection "1+3 chargés" qui est de l'ordre de $50\% \pm 15\%$. A $\bar{t} = 0,23 (\text{GeV}/c)^2$, la production du R_1 est de $8 \mu\text{barn}$, pour le R_2 : $10 \mu\text{barn}$, pour le R_3 : $14 \mu\text{barn}$ et pour le R_4 : $4 \mu\text{barn}$.

Ces chiffres sont entachés d'erreurs non négligeables, statistiques et systématiques. Nous ne les donnons qu'à titre indicatif sans mentionner les erreurs dont ils sont entachés. Ils peuvent paraître incompatibles avec les résultats présentés sur la Fig. 50, qui proviennent exactement du même échantillon; nous verrons plus loin que leur réduction par rapport à ce que l'on est en droit d'attendre de la Fig. 50 n'est pas entièrement inexplicable.

D'autre part, nous tenons à mentionner ici le caractère arbitraire de notre graduation en μbarn de l'échelle de la Fig. 2. Il faut considérer les hauteurs relatives des pics des Figs. 1 et 2 comme une indication approximative. En effet, la section efficace des résonances n'est

qu'un sous-produit de l'expérience "Missing-Mass" qui s'est fixé pour but la détermination de la position des raies du spectre de masse des bosons et non la détermination de leur section efficace. Le Tableau 8 résume les données concernant la structure du R.

3.2.3 Revue de la production des chambres à bulles

A. Mésons de parité G positive

Un grand nombre d'expériences de chambres à bulles ont porté sur l'analyse d'événements à deux ou trois branches correspondant à des désintégrations de résonances pioniques en deux corps. Le Tableau 9 extrait de 12) présente les principaux résultats. Comme on voit, la détermination de l'isospin n'est pas chose aisée.

B. Mésons de parité G négative

Bien que les publications de ces dernières années rapportent les résultats de plus de quinze expériences de chambres à bulles, la situation avec les mésons de parité G - 1 semble encore moins aisée à clarifier que dans celle des mésons de G + 1. Seuls cinq auteurs parmi les quinze ayant étudié cette région de masse font mention d'une éventuelle structure. A notre avis les deux expériences les plus intéressantes sont celles dont nous avons reproduit les résultats dans la Fig. 57. Le Tableau 10 présente les principaux résultats de 12).

3.2.4 Perspectives

Les Tableaux 11 et 12 résument les résultats des chambres à bulles, alors que le Tableau 13 présente les correspondances possibles entre les Tableaux 11 et 12 et les résultats de l'expérience "Missing-Mass". Les notations sont celles adoptées dans la Section 4.1.2. La résonance du système dipion qui a sa valeur centrale proche de celle du méson R, est particulièrement intéressante. Il n'est pas exclu en effet que cette résonance ait les mêmes nombres quantiques que le méson $\rho(760)$. Hendry et Shaw⁴⁶⁾ ont déjà montré il y a quelques mois l'intérêt que présente l'existence d'un second méson vectoriel. La position exacte de cette résonance, à partir des résultats des chambres à bulles exclusivement, peut paraître ardue comme le montre le Tableau 14 [source : Réf. 26b)].

Tableau 8

Données sur la structure du méson R

Méson	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Nombre d'événements	$d\sigma/dt; \quad t = 0,23$ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$	S/B au centre du pic	Signification statistique (écarts-types)
R ₁	1630 ± 15	< 15	520 ± 80	~ 8	1: 7	6,6
R ₂	1700 ± 15	< 15	600 ± 80	~ 10	1: 5	8,5
R ₃	1750 ± 15	< 15	850 ± 90	~ 14	1: 5	10,0
R ₄	1830 ± 15	< 15	230 ± 70	~ 4	1:10	3,1

Tableau 2

Résultats des chambres à bulles sur les mésons de parité G positive entre 1,4 et 1,9 GeV.
(Seuls les effets présentant une signification statistique supérieure à 2,5 écarts-types sont mentionnés.)

Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Qualité	Canal	I-spin (interdit) 0 1 2	Réaction de production [p _i (GeV/c)]	Références	Notre estimation nombre d'événements dans le pic	Notre estimation signification statistique (écarts-types)
<u>Désintégration en 2 corps</u>								
154,9 ± 30	100 ± 25		$\pi^+ \pi^-$		$\pi^- \bar{p}$ (4,7)	Gushavin ³⁰⁾	12	2,6
1620 ± 20	~80 ± 40		$\pi^+ \pi^0$	x	$\pi^+ \bar{p}$ (8,0)	Deutschmann ²⁸⁾	20	2,6
1630	~100	*	$\pi^- \pi^0$	x	$\pi^- \bar{p}$ (6,0)	Crennell ³¹⁾	36	3,8
1640	40	*	$\pi^+ \pi^-$		$\pi^+ \bar{d}$ (4,5)	Forino ²⁹⁾	26	4,0
1660 ± 40	170 ± 40		$\pi^+ \pi^-$		$\pi^+ \bar{d}$ (6,0)	Goldberg ²⁷⁾	30	3,1
1670 ± 20	-		$\pi^+ \pi^-$		$\pi^- \bar{p}$ (8,0)	Biswas ³²⁾	36	3,8
1675	~200		$\pi^+ \pi^-$		$\pi^- \bar{p}$ (8,0)	Allard ²⁷⁾	28	3,3
1675	-		K $\bar{K}$	x	$\pi^- \bar{p}$ (7,9)	Ehrlich ³³⁾	18	3,1
1750	-		K $\bar{K}$	x	$\bar{p} \bar{p}$ (3,0 et 4,0)	French ³⁴⁾	46	3,5
<u>Désintégration en 4 corps</u>								
(1600)	-		$(\rho^0 \rho^0)$	x	$\bar{p} \bar{p}$ (2,5 et 3,0)	Danyisz ³⁵⁾	25	2,5
1610	-		$2\pi^+ 2\pi^-$		$\bar{p} \bar{p}$ (2,7)	Kernan ³⁶⁾	20	2,7
(1635)	-		$(\rho^0 \rho^0)$	x	$\bar{p} \bar{p}$ (5,7)	Fridman ³⁷⁾	12	2,5
1680	160		$2\pi^+ \pi^- \pi^0$	x	$\pi^- \bar{p}$ (11,0)	Conte ³⁸⁾	24	2,6
1704 ± 10	37 ± 24	*	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$		$\bar{p} \bar{p}$ (2,5 et 3,0)	Danyisz ³⁵⁾	110	4,9
(1760)	-		$\omega \pi^+$	x	$\pi^+ \bar{p}$ (7,0)	Slattery ³⁹⁾	17	2,6
1834 ± 10	64 ± 17	*	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$		$\bar{p} \bar{p}$ (2,5 et 3,0)	Danyisz ³⁵⁾	125	5,4

Les parenthèses signifient que la masse a été estimée par nous, les auteurs n'ayant pas donné de valeur. Il est difficile de faire une sélection sur la qualité des expériences de chambres à bulles, car les auteurs ne donnent jamais leur résolution expérimentale. Cette colonne est donc spéculative.

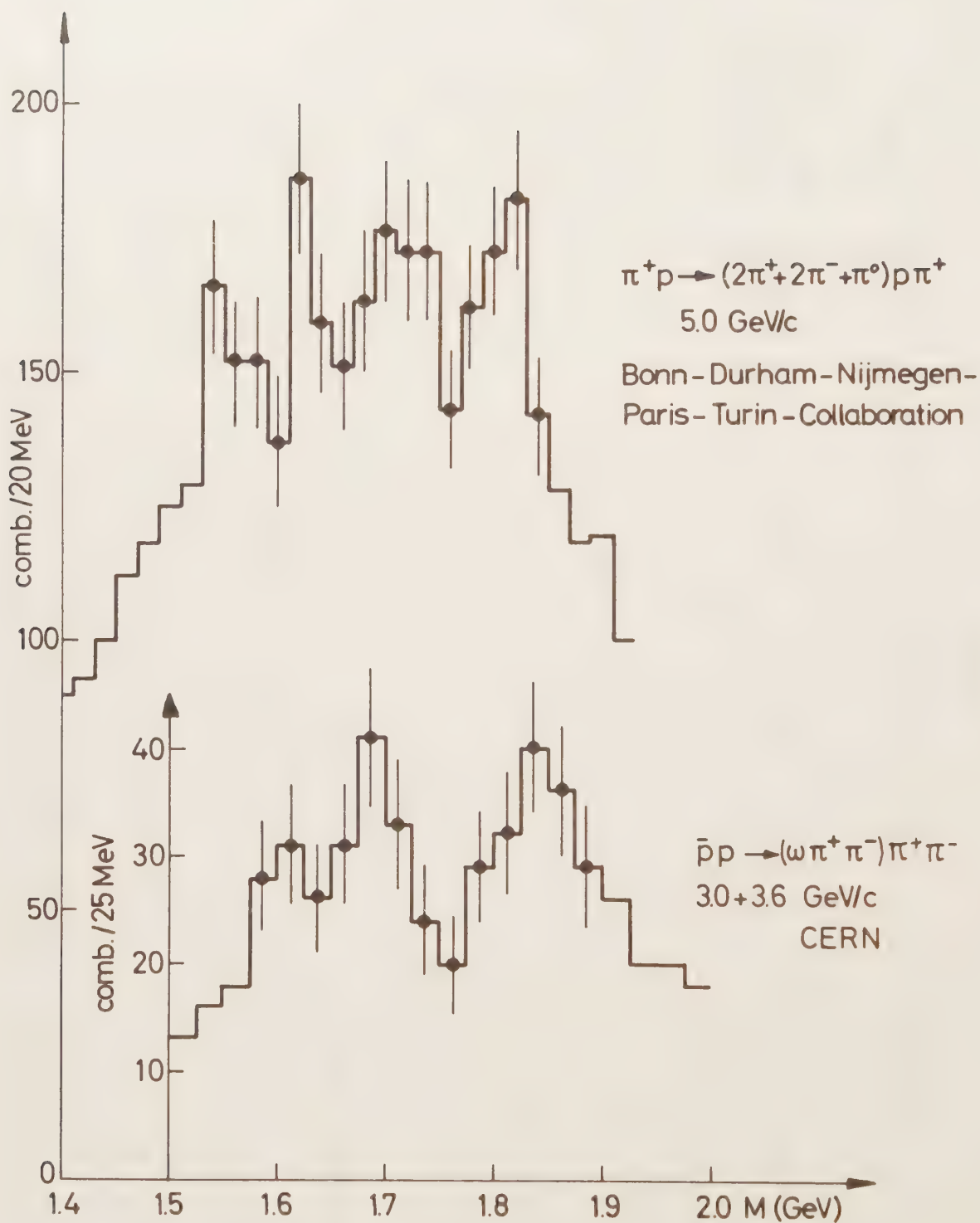


Fig. 57

Spectre de masse effective montrant une structure dans le système neutre de cinq pions. [Source : Réfs. 42) et 43).]

Tableau 10

Résultats des chambres à bulles sur les mésons de parité G négative entre 1,4 et 1,9 GeV.
(Seuls les effets supérieurs à 2,0 écarts-types sont mentionnés.)

Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Canal	I-spin (interdit) 0 1 2	Réaction de production [p ₁ (GeV/c)]	Références	Notre estimation nombre d'événements dans le pic	Notre estimation signification statistique (écarts-types)
Désintégration en 3 corps							
~ 1600	-	$\pi^+ \pi^- \pi^0$		$\pi^+ d$ (4,5)	Forino ⁴⁰⁾	34	3,8
~ 1600	-	$\pi^+ \pi^- \pi^-$	x	$\pi^+ d$ (4,5)	Forino ⁴⁰⁾	35	2,8
1630 ± 30	~ 100	$\pi^+ \pi^- \pi^-$	x	$\pi^- p$ (4,7)	Vetlisky ⁴¹⁾	30	4,2
1650	-	$\pi^+ \pi^- \pi^-$	x	$\pi^+ p$ (7,0)	Slattery ³⁹⁾	30	2,6
1654 ± 19	176 ± 28	$\pi \rho$	x x	$\pi^+ d$ (5,1)	Armenise ⁴²⁾	50	4,0
1665	~ 120	$\pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0 \pi^-)$	x	$\pi^- p$ (11,0)	Caso ⁴³⁾	70	4,5
1700	~ 50	$K^* K$		$\bar{p} p$ (3,0 et 4,0)	French ³⁴⁾	16	2,3
Désintégration en 5 corps							
~ 1600 (?)	-	$\omega^0 \pi^+ \pi^- (\omega \rho)$	(x)	$\bar{p} p$ (3,0 et 3,6)	Danyasz ⁴⁴⁾	12	(2,0)
~ 1620	-	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	(x)	$\pi^+ p$ (5,0)	Fleury ⁴⁵⁾	31	2,0
1689 ± 10	38 ± 18	$\omega^0 \pi^+ \pi^- (\omega \rho)$	(x)	$\bar{p} p$ (3,0 et 3,6)	Danyasz ⁴⁴⁾	33	3,3
~ 1720	-	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$		$\pi^+ p$ (5,0)	Fleury ⁴⁵⁾	45	2,0
~ 1810	-	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$		$\pi^+ p$ (5,0)	Fleury ⁴⁵⁾	75	3,2
184,8 ± 11	67 ± 27	$\omega^0 \pi^+ \pi^- (\omega \rho)$	(x)	$\bar{p} p$ (3,0 et 3,6)	Danyasz ⁴⁴⁾	57	4,0

Tableau 11

Résonances de parité G + 1 observées en chambres à bulles

Masse (MeV)	Canaux de désintégration observés	Largeur (MeV)	Désignation	Alternative
? 1600 ± 20	$\rho^0 \rho^0$	~ 100	$\eta(1600)$	$\psi(1600)$
1630 ± 20	$\pi^+ \pi^-, \pi^\pm \pi^0$	~ 40	$\rho_V(1630)$	$\psi(1630)$
1704 ± 10	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	~ 40	$\rho_A(1704)$	$\eta(1704)$
? 1750 ± 20	$\omega \pi^+, 4\pi, K_1^0 K^-$	~ 50	$\rho_A(1750)$	
1834 ± 10	$(\rho^0 \pi \pi)^0$	~ 40	$\rho(1834)$	$\eta(1834)$

Tableau 12

Résonances de parité G - 1 observées en chambres à bulles

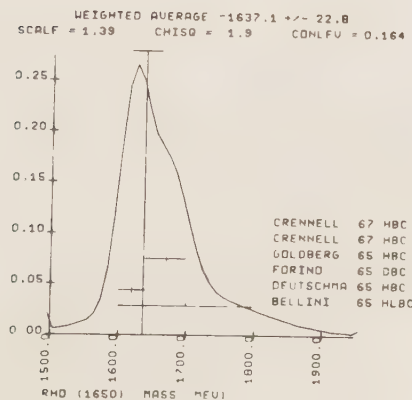
Masse (MeV)	Canaux de désintégration observés	Largeur (MeV)	Désignation	Alternative
1630 ± 30	$(3\pi)^{\pm 0}, f^0 \pi^-$	~ 100	$\pi(1630)$	$\omega(1630), \chi(1630)$
1690 ± 30	$(\omega \pi \pi)^0, (\rho \pi)^0$	~ 40	$\pi(1690)$	
1720 ± 30	$(\omega \pi \pi)^0, (K^* K)^0$	~ 80	$\pi(1720)$	$\chi(1720)$
1848 ± 4	$(2\pi^+ 2\pi^- \pi^0), \rho^0 \pi^-$	~ 70	$\pi(1848)$	$\omega(1848), \chi(1848)$
	$(\omega \pi \pi)^0$			

Tableau 13

Résonance avec $S = 0$ entre 1,4 et 1,9 GeV
 (les symboles soulignés signifient que nous considérons
 cette désignation comme la plus probable).
 Les mésons R ne sont identifiables qu'aux états d'isospin $I > 0$.

"Missing-Mass Spectrometer"	Masse	Désignation ($I = 1$)	Désignation ($I = 0,2$) (Alternative)
	1600		<u>η</u> , ψ
R_1	1630	<u>ρ_V</u> <u>π</u>	ψ
R_2	1700	<u>ρ_A</u>	
	1720		<u>ω</u>
R_3	1750	<u>π</u> <u>ρ_A</u>	
R_4	1830	<u>ρ_V</u>	η
	1850	π	<u>ω</u>

Tableau 14



Il semble cependant correct de l'associer au méson $R_1(1630)$.

L'explication la plus simple de la largeur de ce pic lorsqu'il est observé en chambres à bulles est sa non-séparation de ses voisins, à condition que les pics voisins puissent se désintégrer eux aussi par ce canal.

Nous avons essayé, pour éprouver la valeur de l'hypothèse d'un second méson vectoriel, de comparer la section efficace élastique du pic à la limite d'unitarité $4\pi J(2J+1)\lambda^2$, où J est le spin du système dipion, c'est-à-dire que si cette résonance a vraiment les mêmes nombres quantiques que le $\rho(760)$, sa section efficace élastique sera $\sigma_{\pi\pi}(\rho') \leq 12\pi\lambda^2$.

Récemment, J.P. Batou et al.⁴⁷⁾ ont calculé d'après la méthode d'extrapolation de Chew et Low la section efficace élastique $\sigma_{\pi-\pi^0}$ à $t = \mu^2$ comme fonction de la masse x du système. A $x = 760$ MeV, la limite d'unitarité pour le système dipion en onde P : $12\pi\lambda^2$ traverse les points expérimentaux. Nous ne disposons pas de statistique suffisante pour appliquer le même traitement à la résonance $\rho'(1630)$; aussi nous avons limité notre objectif à examiner la comptabilité dans le cadre du modèle périphérique, de données expérimentales à 6,0 GeV/c [Réf. 34)] avec l'existence d'une résonance à la masse 1630 MeV.

Il faut supposer pour cela que le processus de production du $\rho(760)$ et du $\rho'(1630)$ est périphérique et que l'on peut factoriser les vertices afin d'isoler la section efficace élastique $\sigma_{\pi\pi}$. La formule de Chew et Low⁴⁷⁾ est

$$\frac{d^2\sigma}{dt dx^2} \xrightarrow{t \rightarrow \mu^2} \frac{f^2}{2\pi} \frac{t/\mu^2}{(-t + \mu^2)^2} \frac{x(x^2/4 - \mu^2)^{1/2}}{p_1^2} \sigma_{\pi\pi} \quad (33)$$

où f est la constante de couplage π -nucléon. Les données dont on dispose sur $d\sigma/dx(\rho)$ et $d\sigma/dx(\rho')$ n'ont pas de coupure sur t . Il faut donc intégrer sur tout l'espace de phase entre $t_{\min}$ et $t_{\max}$ que l'on calcule à partir de (12') en tenant compte que la transformation de Lorentz, pour $\Theta = 0^\circ$, s'écrit de la manière suivante :

$$p_3 = p_3^* \gamma_c (\pm 1 + \beta_c E_3^* / p_3^*)$$

où $p_3^* = (s - x^2 - m_3^2)/4s - m_3^2$ avec s , le carré de l'énergie totale dans le c.m. On aura

$$\frac{d\sigma}{dx} = 2x \cdot \text{const} \cdot I(x^2) A(x^2) \quad (33')$$

où

$$I(x^2) = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} G(t) dt \quad \text{et} \quad G(t) = t/(-t + \mu^2)^2,$$

d'où

$$I(x^2) = \ln(\mu^2 - t) + \mu^2/(\mu^2 - t) \Big|_{t_{\min}}^{t_{\max}}; \quad A(x^2) = x \left(\frac{x^2}{4} - \mu^2 \right)^{1/2} \sigma_{\pi\pi}(x).$$

$$\sigma_{\pi\pi}^{\max} = 12\pi\lambda^2$$

avec

$$\lambda^2 = 1/(x^2/4 - \mu^2),$$

d'où

$$A(x^2) = \text{const} \cdot x/(x^2/4 - \mu^2)^{1/2}.$$

Finalement, on obtient la section efficace de production de n'importe quelle résonance élastique en onde P

$$\sigma(x) = \frac{d\sigma}{dx} = \text{const} \left(\frac{x^2}{[(x^2/4) - \mu^2]^{1/2}} \left[\ln[\mu^2 - t_{\max}(x^2)] - \ln[\mu^2 - t_{\min}(x^2)] \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\mu^2(t_{\max} - t_{\min})}{(\mu^2 - t_{\max})(\mu^2 - t_{\min})} \right] \right). \quad (33'')$$

On s'intéresse au rapport de production des mésons $\rho(760)$ et $\rho'(1630)$.
Soit

$$r = \sigma(\rho')/\sigma(\rho) , \quad (34)$$

le rapport des sections efficaces élastiques (rapport des hauteurs) des résonances dans le laboratoire. Si on calcule numériquement pour $p_1 = 6,0 \text{ GeV/c}$, on obtient pour $\rho(760)$

$$t_{\min}(30\mu^2) = - 0,12\mu^2 \quad \text{et} \quad t_{\max}(30\mu^2) = - 505\mu^2 ,$$

et pour le $\rho'(1630)$

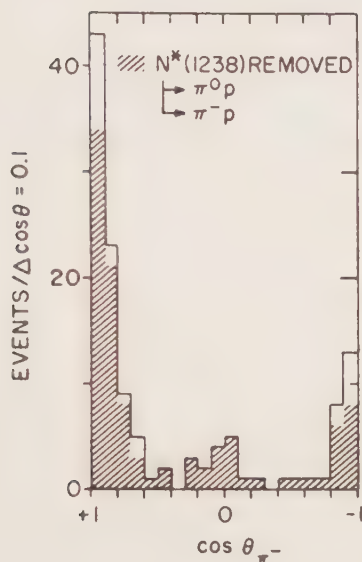
$$t_{\min}(137\mu^2) = - 3,45\mu^2 \quad \text{et} \quad t_{\max}(137\mu^2) = - 385\mu^2 ,$$

d'où

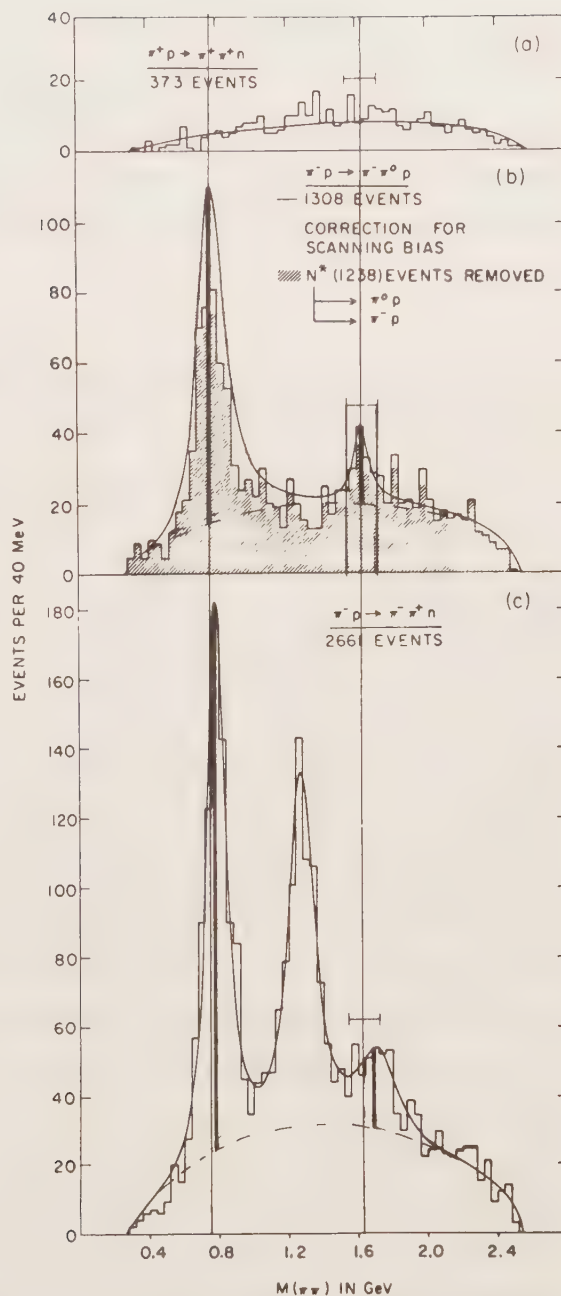
$$r = \frac{137}{5,75} 4,23 / \frac{30}{2,55} 5,20 = 1,63 ,$$

c'est-à-dire que la section efficace élastique du ρ' dans le lab. devrait être plus grande que celle du ρ , avant même de tenir compte de l'effet dû à la résolution (décrit dans Fig. 37), ce qui est très visiblement contraire aux données expérimentales présentées dans la Fig. 58; ce résultat montre les limites d'application du modèle périphérique. Comme nous l'avons déjà relevé, la formule (13) ne décrit pas convenablement la production des résonances (loin du pôle). Expérimentalement, on trouve que la dépendance en t est très forte (Eq. 14). Il faudrait donc faire intervenir des termes correctifs d'absorption pour améliorer ce type de calcul; mais pour un ajustement correct, il faudrait savoir si le système dipion est dans une onde P, or nous nous proposons justement de voir si le rapport r calculé était compatible avec le rapport r observé

$$r_{\pi^-\pi^0} = 22\% \quad \text{et} \quad r_{\pi^+\pi^-} = 15\% ,$$



The $\pi^-\pi^0$ scattering angular distribution in the $\pi\pi$ rest frame for the events from Reaction (2) with $1550 \text{ MeV} \leq M(\pi^-\pi^0) \leq 1700 \text{ MeV}$.



Di-pion mass spectra for the three final states as shown.

Fig. 58

Détermination du spin du $\rho_V(1630)$. [Source : Réf. 32).]

en donnant une borne supérieure à ce rapport. Ainsi avec la connaissance actuelle, la distribution angulaire de la Fig. 58 reste l'unique information sur le spin du système dipion à 1630 MeV; visiblement une onde F est favorisée sur une onde P; si $I = 1$, l'onde D est interdite (voir Section 4.1.2). Comme le pic est très large, on ne peut, à notre avis, éliminer la possibilité que le méson $R_1(1630)$ soit un méson vectoriel, car dans les données de la Fig. 58 l'espace de phase sous le pic est non négligeable de plus il n'est pas exclu que plusieurs résonances contribuent à l'effet observé.

3.3 Analyse du spectre des mésons d'étrangeté $S = -1$, de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV

3.3.1 Aperçu de la situation expérimentale

Le spectre de masse des mésons étranges est bien moins connu que celui des mésons non étranges. Une des raisons principales de cette lacune est que l'expérience "Missing-Mass" n'a pas encore eu le temps, vu les objectifs qu'elle s'était fixés, d'analyser systématiquement le spectre des mésons étranges (voir Fig. 1). Les expériences de chambres à bulles par leur nombre et leur qualité sont certainement équivalentes à celles faites sur les résonances pioniques, et la confusion des résultats fait bien ressortir l'importance d'une investigation systématique des résonances étranges à l'aide d'un spectromètre de masse manquante. L'expérience "Missing-Mass" n'a pu produire des résultats sur les mésons étranges qu'en tant que sous-produits de la recherche de résonances mésiques non étranges, c'est-à-dire en utilisant au mieux la très faible contamination en K^- du faisceau d25 (cf. Section 2.2.2). Malgré la faible statistique, à notre avis, ces résultats ne manquent pas d'intérêt; c'est la raison pour laquelle nous allons les examiner dans le détail pour, ensuite, tenter de décrire, à la lumière de ces informations et des données provenant des expériences de chambres à bulles, le comportement du spectre de masse et ses structures éventuelles.

Alors qu'en juillet 1966, lors de la conférence de Berkeley, les données expérimentales sur cette région de masse étaient assez restreintes (cf. Fig. 59), depuis, comme nous allons le voir, la situation s'est bien améliorée.

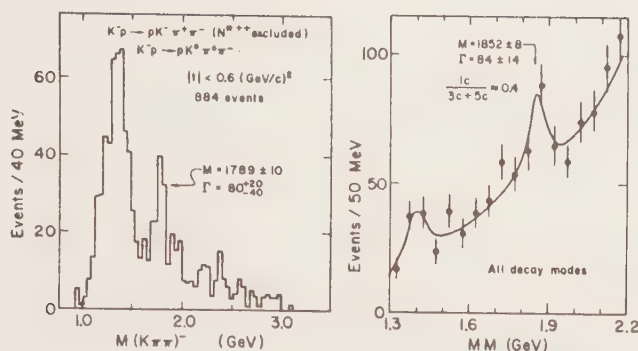


Fig. 59

[Source : Réf. 48).]

3.3.2 Analyse de la production du spectromètre de masse manquante

Si à 11,5 GeV/c l'identification des K^- a été techniquement très satisfaisante (cf. Section 2.2.2), par contre à 12,0 et 7,0 GeV/c il est cependant possible que des π^- aient contaminé le faisceau de K^- . Avant novembre 1966 aucun test minutieux n'a été fait, aussi ne peut-on que fixer une limite supérieure à cette contamination, soit 30% de π^- . Il semble cependant assez invraisemblable qu'elle soit aussi grande. Cette contamination présente un grave inconvénient puisque l'isobare du A_2 (cf. Fig. 11) est très voisine de celle du méson $K^*(1400)$!

Par contre, la contamination en antiprotons ne peut provoquer aucun effet, car aucune résonance baryonique connue n'entre en coïncidence avec les pics observés dans le spectre des K^* . Il résulte de ceci que les données à 11,5 GeV/c, bien qu'elles présentent moins de structure que celles à 12,0 GeV/c, sont cependant beaucoup plus fiables. C'est pour ces raisons que dans le spectre de masse manquante (après soustraction du fond continu) de la Fig. 60 (et de la Fig. 1), nous n'avons fait figurer que les données à 11,5 GeV/c. Il est évident qu'il ne va pas s'agir de déterminer les structures fines du spectre, la statistique étant deux cents fois plus faible que pour le spectre des résonances pioniques. La présentation des données sera faite en boîtes très larges : 50 MeV.

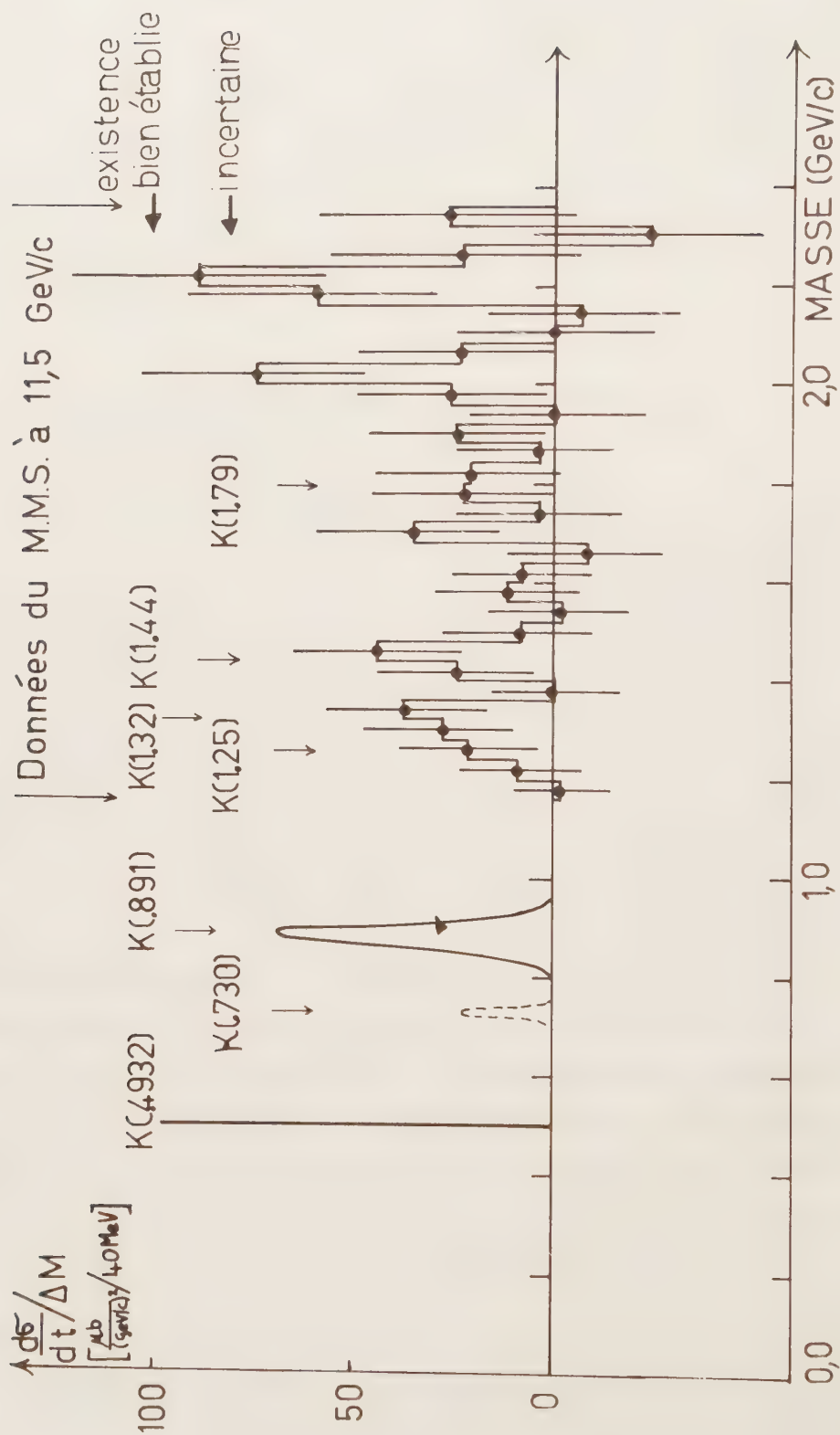


Fig. 60

Spectre des mésons étranges.

La figure 61 montre les résultats à 12 GeV/c pour 52° et 55° . Il n'y a pas possibilité, vu le manque de statistique, de séparer en intervalles de parcours. La somme des résultats à 12 GeV/c ($\Theta_c = 52^\circ + 55^\circ$) est montrée dans la Fig. 61c.

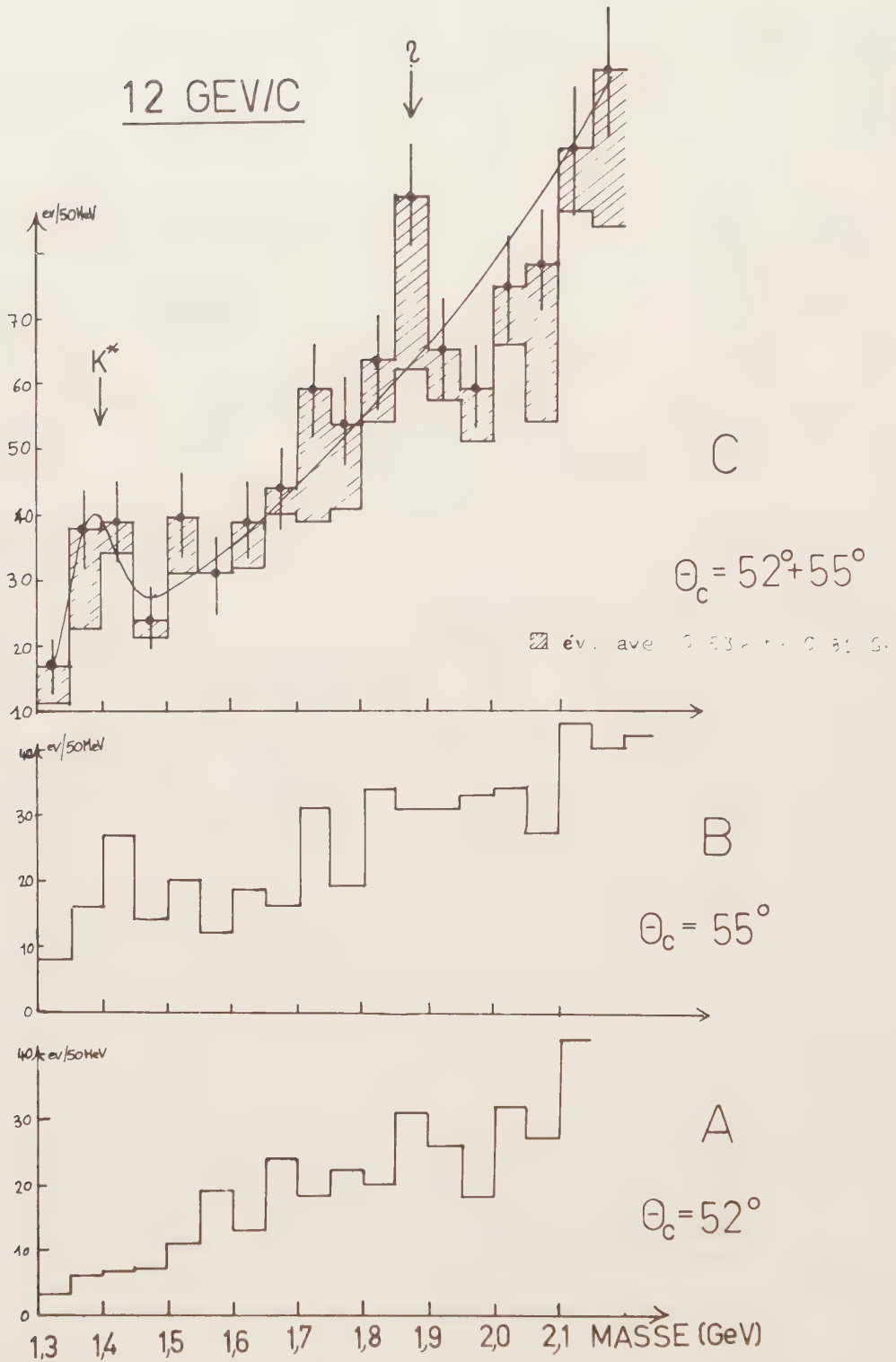
La partie hachurée de la Fig. 61 représente les événements produits à grands transferts; ces événements renforcent la structure du spectre à la masse de 1852 MeV (cf. Fig. 59). Il faut, cependant, rappeler que pour les grands transferts l'identification des protons de recul n'est plus possible. De plus, l'estimation de la signification statistique de ce pic à 4,3 écarts-types ne tient pas compte de la grande incertitude sur le niveau du fond continu. Une analyse en χ^2 (cf. Section 3.4.2) ne permet pas de choisir entre un comportement résonnant (Fig. 59) ou non (Fig. 61c) du spectre. Le fond continu de la Fig. 61c a l'avantage de faire l'économie d'un pic.

Le $K^*(1400)$ est visible dans la Fig. 61b alors qu'il ne l'est pas dans la Fig. 61a. Ceci est normal car l'efficacité géométrique du télescope ne permet d'observer le $K^*(1400)$ qu'avec $\Theta_c = 55^\circ$.

La figure 62 montre les résultats à 7 GeV/c et la Fig. 63 montre la somme des résultats à 7 et 12 GeV/c pour la région du $K^*(1400)$.

Les résultats à 11,5 GeV/c sont montrés dans la Fig. 64. La statistique permet de prendre des boîtes légèrement plus petites (40 MeV) et de faire la sélection "1 + 3 chargés", ce qui laisse entrevoir (sans la prouver) la séparation du $K^*(1400)$ en deux objets, le premier à 1320, le second à 1430 MeV (cf. Fig. 65).

Alors qu'à 12 GeV/c les données ne laissent pas entrevoir cette possibilité, celles à 7,0 GeV/c (Fig. 62) sont compatibles avec un tel effet. La figure 66 montre la somme des données à 7 et 11,5 GeV/c. La figure 67 montre l'observation de $K^*(1400)$ dans le canal de désintégration "1 chargé + neutre(s)" à 7,0, 11,5 et 12 GeV/c.



Spectre de masse manquante à 12,0 GeV/c produit avec des transferts de quadri-impulsion $0,21 < t < 0,53 \text{ (GeV/c)}^2$.

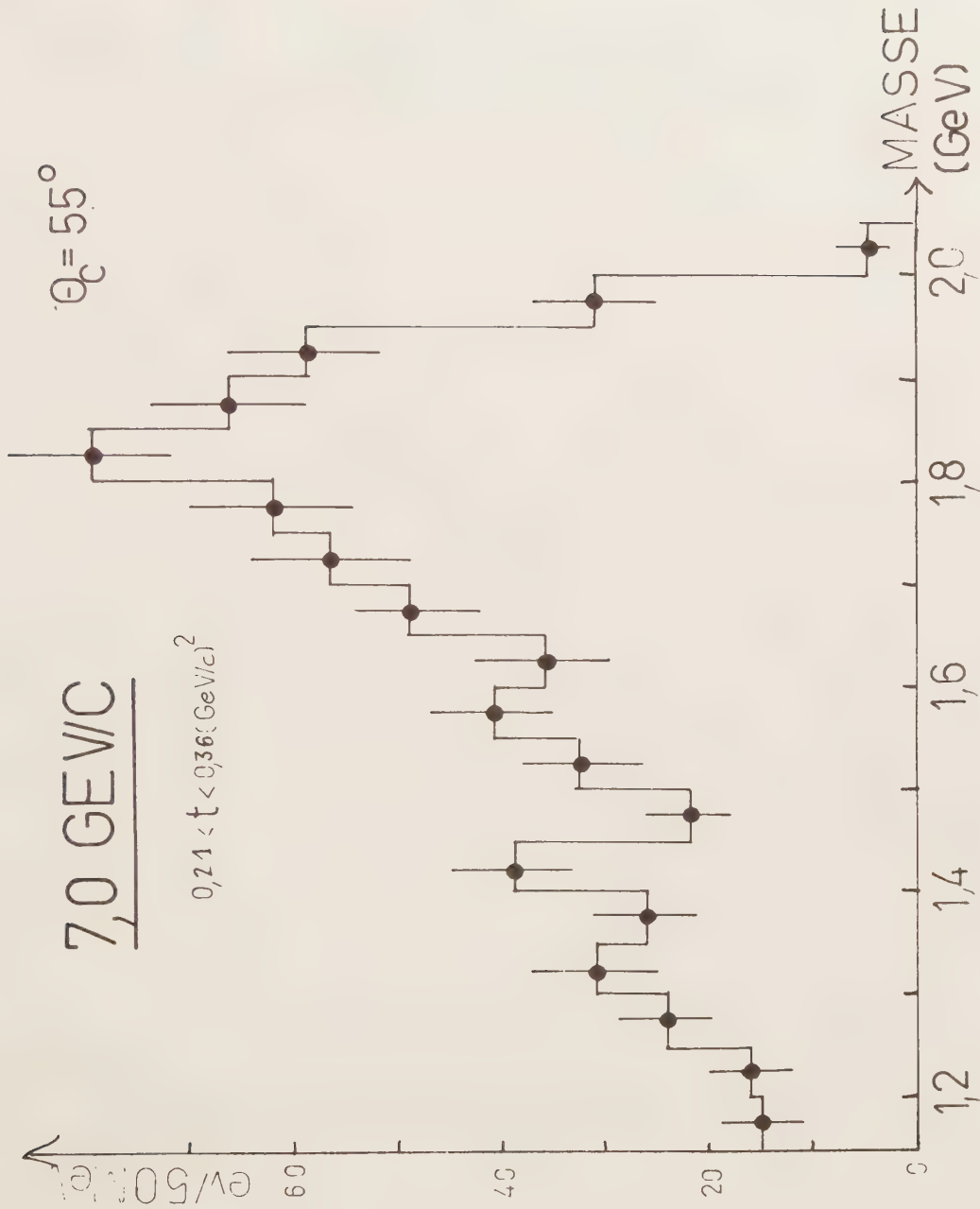


Fig. 62

Spectre de masse manquante à 7,0 GeV/c.

7,0+1,2 GEV/C $\theta_c = 55^\circ$

$0,21 < t < 0,36 \text{ (GeV/c)}^2$

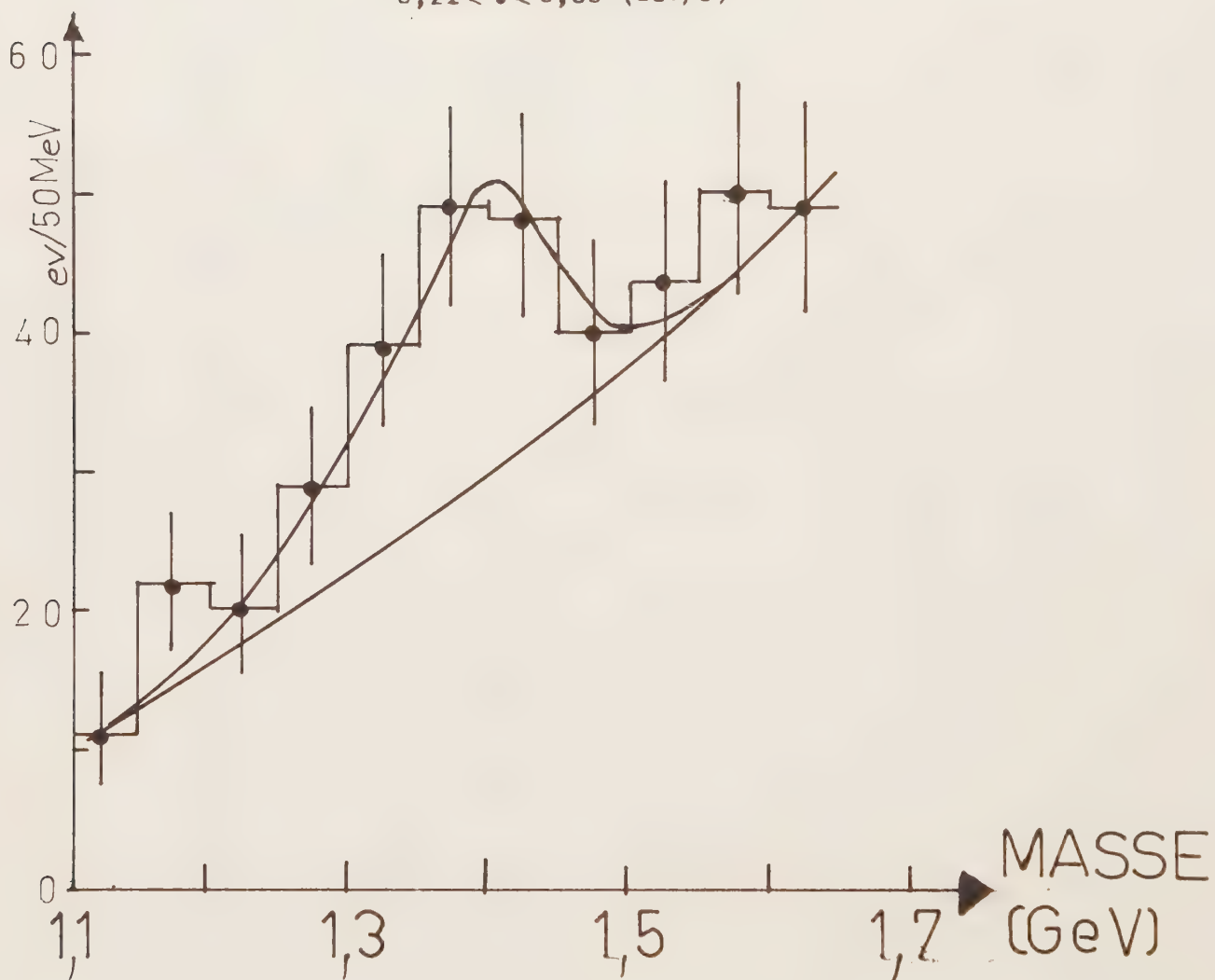


Fig. 63

Somme des données sur le $K^*(1420)$ à 7,0 et 12,0 GeV/c.

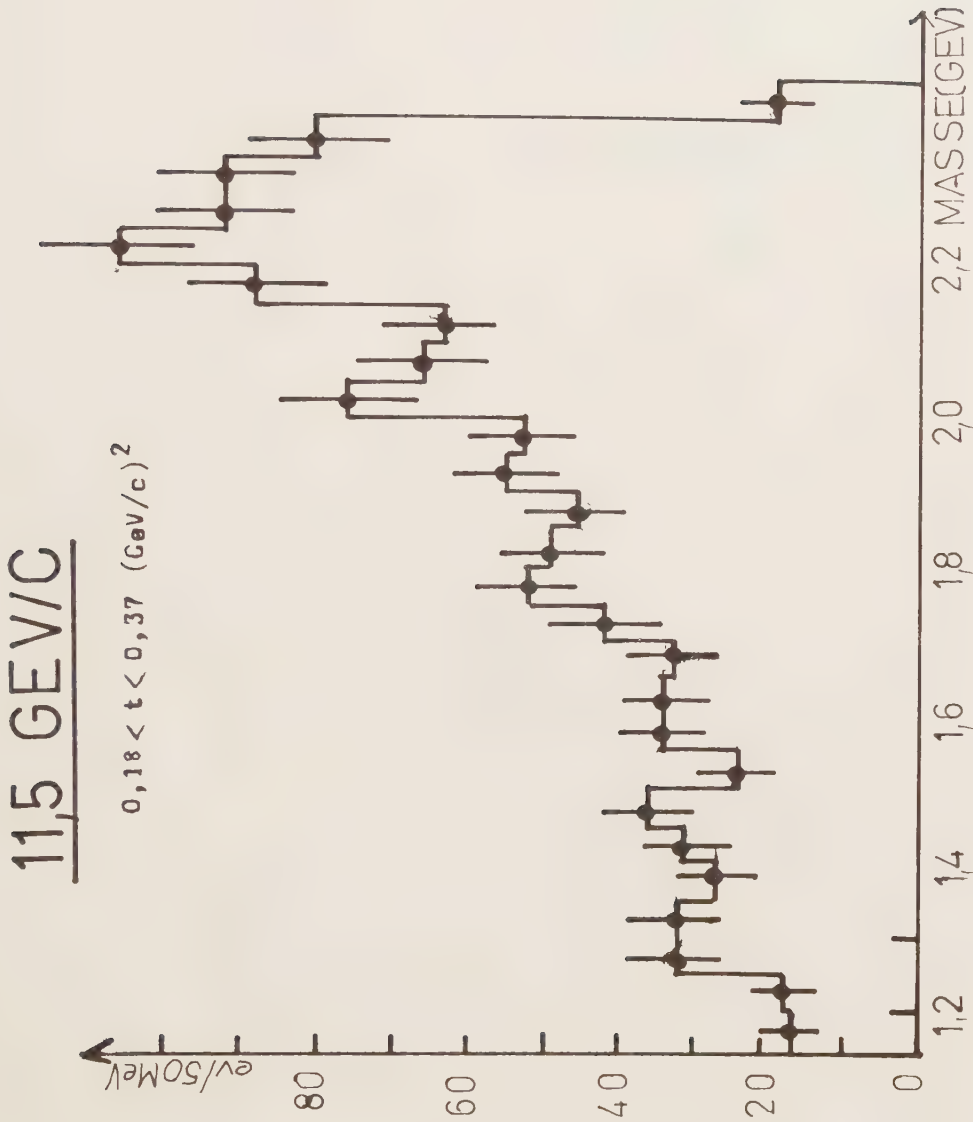


Fig. 64

Spectre de masse manquante pure à 11,5 GeV/c; boîtes de 50 MeV.

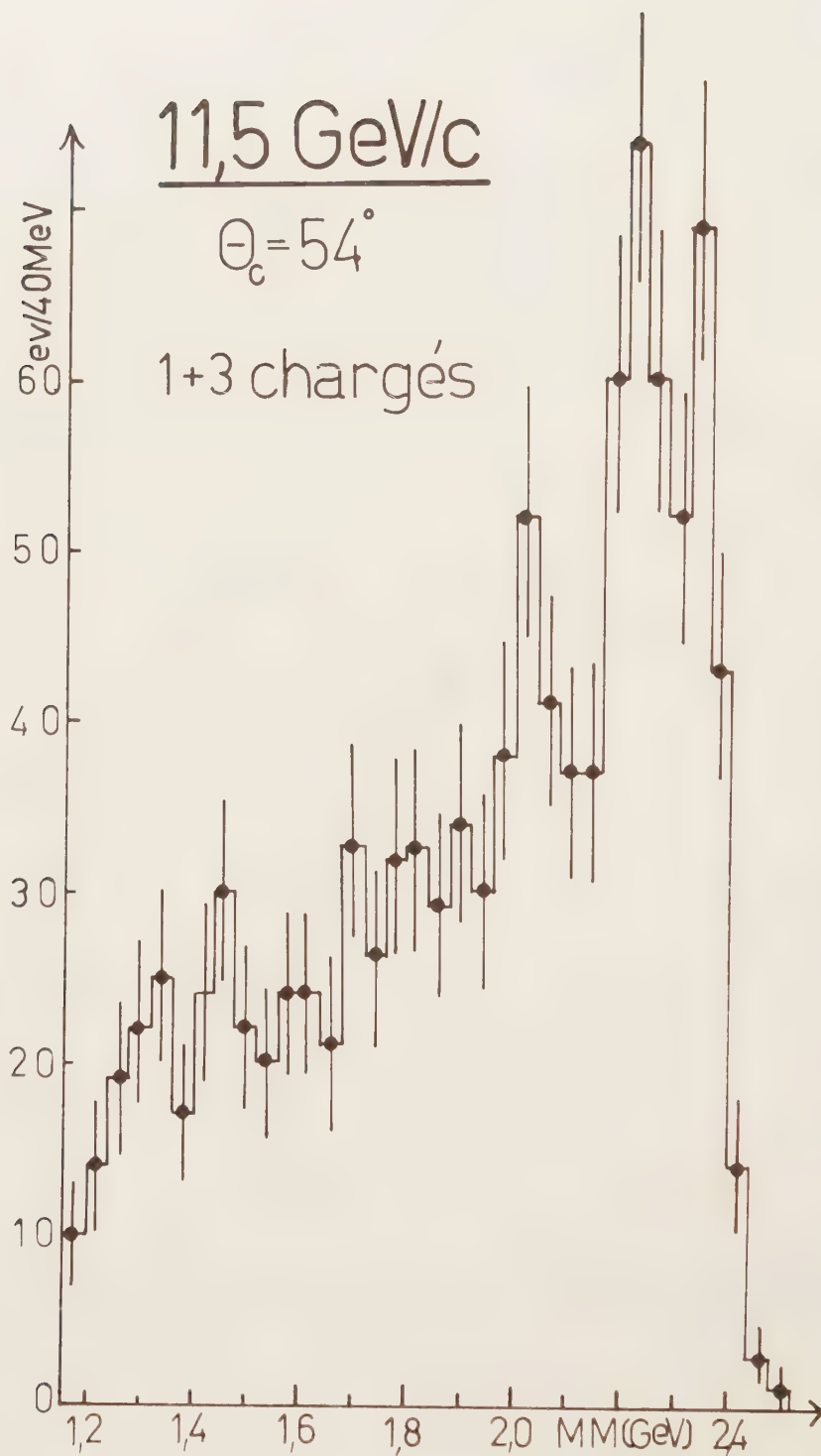


Fig. 65

Spectre de masse manquante à 11,5 GeV/c; sélection :
"1 + 3 chargés + neutre(s)", boîtes de 40 MeV.

11,5+7,0 GeV/c

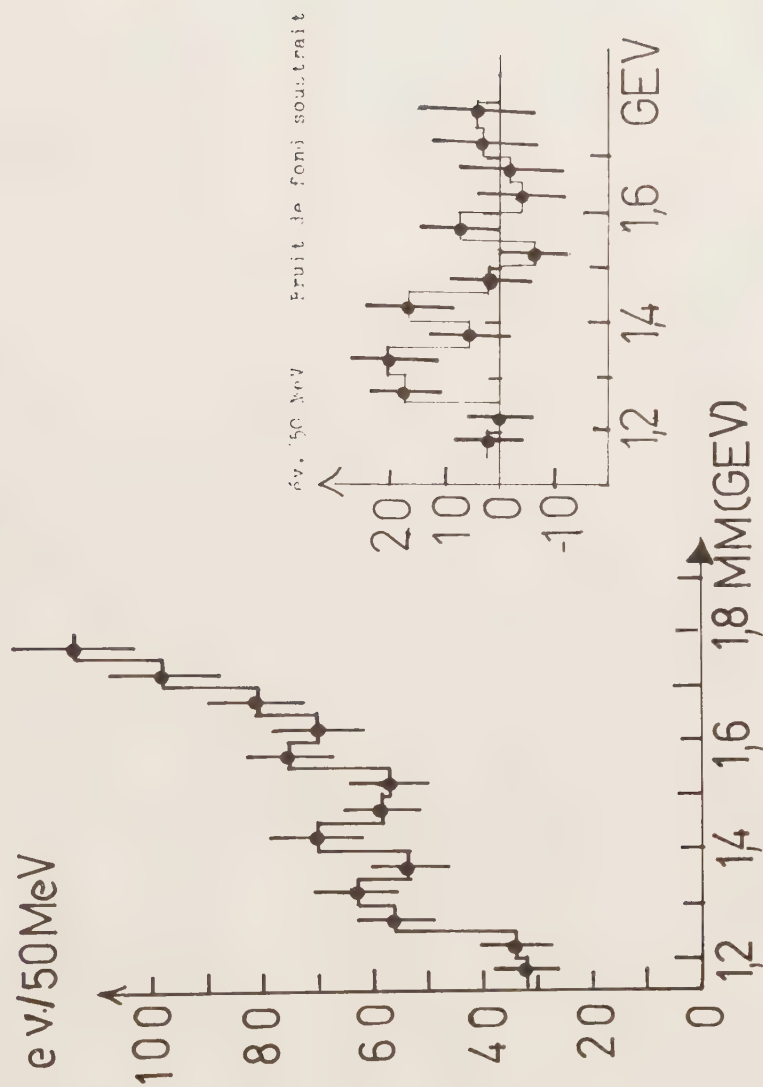
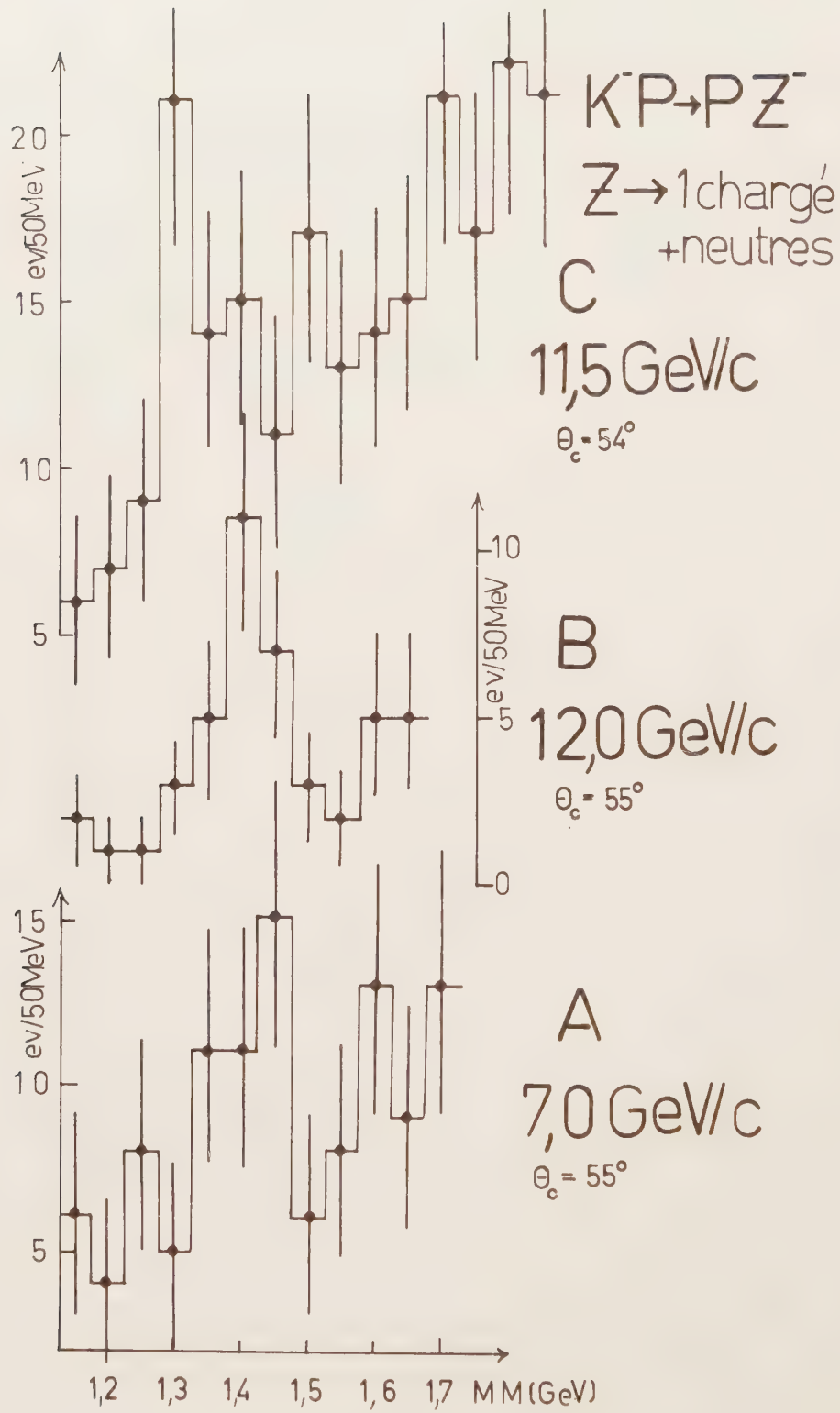


Fig. 66

Spectre de masse manquante pure à 7,0 + 11,5 GeV/c
dans la région du $K^*(1320)$ et $K^*(1420)$.



Evidence de l'existence du canal de désintégration
 "1 chargé + neutre(s)" pour le $K^*(1420)$ aux impulsions
 7,0, 11,5 et 12,0 GeV/c.

3.3.3 Production des chambres à bulles

Récemment, le nombre d'expériences avec des chambres à bulles concernant les résonances kaoniques a considérablement augmenté. Certaines seulement de ces expériences ont été faites avec des faisceaux d'impulsion suffisamment élevée ($p_1 \geq 5,0$ GeV/c) pour produire des effets dans la région que nous nous sommes proposé d'étudier. Ces expériences ont été réalisées aux énergies suivantes : 5,0 GeV/c^{49,50}), 5,5 GeV/c⁵¹), 6,0 GeV/c^{52,53}), 7,3 GeV/c⁵⁴), 9,0 GeV/c⁵⁵), 10,0 GeV/c^{56,57}), 12,6 GeV/c⁵⁸) et 12,7 GeV/c⁵⁹).

Dans la Fig. 68, nous avons groupé des résultats concernant le système $(K\pi)^{49-51}$; dans la Fig. 69, le système $(K\pi\pi)$ chargé^{49-52,57-59}) et dans la Fig. 70 le système $(K\pi\pi)^0$ neutre⁴⁹⁻⁵³). Nous avons indiqué les fluctuations statistiques d'un écart-type sur le contenu des boîtes voisines d'une masse où, après comparaison des données de huit de ces expériences, nous suspectons l'existence éventuelle d'une résonance, soit les masses 1420, 1620, 1700 et 1780 MeV. La présentation des données en boîtes larges (≥ 20 MeV) due à la faible statistique et au faible pouvoir de résolution des chambres à bulles ne permet pas une séparation parfaite des diverses raies, si raies il y a. Comme le système $(K\pi)$ n'a été étudié qu'avec des faisceaux d'impulsion peu élevée (≤ 6 GeV/c), on ne peut pas encore établir clairement si le canal est ouvert ou non à certaines de ces nouvelles résonances. Il semble pourtant que le canal $(K\pi)$ soit interdit pour la désintégration du $K^*(1780)$.

3.3.4 Perspectives

Nous ne sommes pas encore à même d'établir un tableau similaire au Tableau 13. La figure 1 montre qu'il y a compatibilité entre les éventuelles raies spectrales observées en chambres à bulles et les résultats à 11,5 GeV/c de l'expérience "Missing-Mass".

Il est bien évident que l'existence de résonances pioniques non accompagnées de résonances kaoniques serait inattendue. C'est dans cet esprit qu'il faut considérer la tentative du paragraphe précédent, de déterminer la position la plus probable des résonances kaoniques dans cette région du spectre de masse; les données expérimentales sont certes

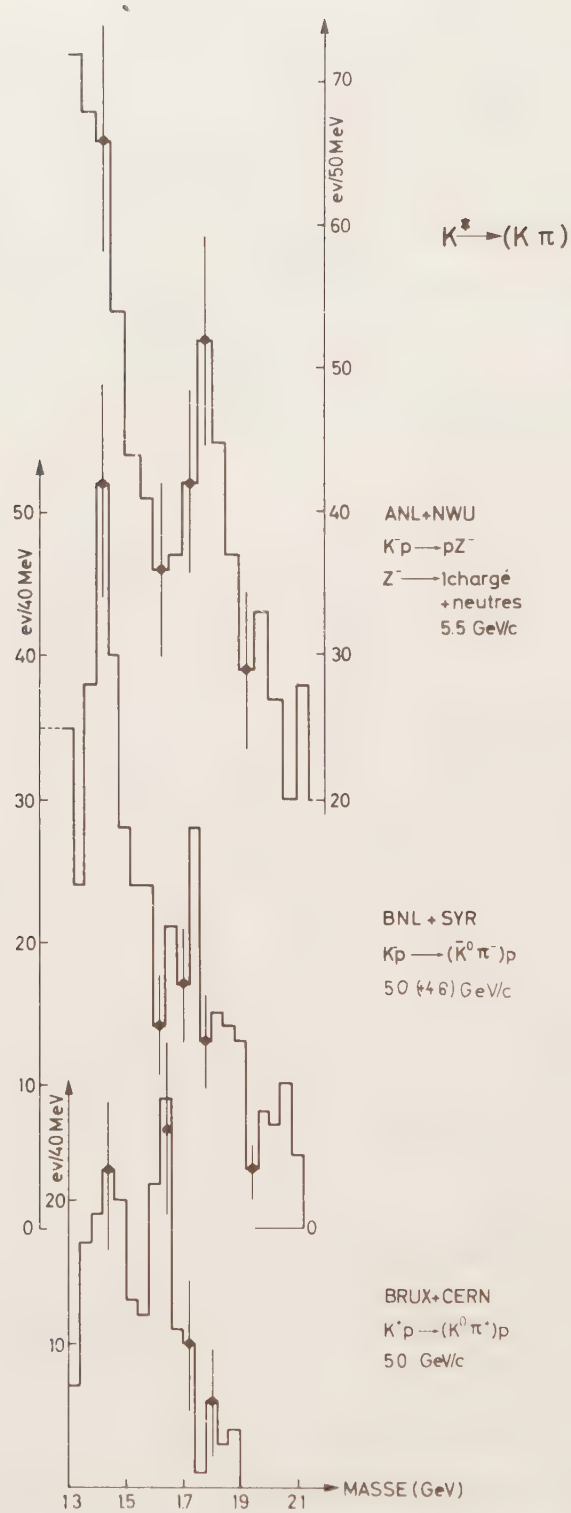


Fig. 68

Spectre du système $(K\pi)$.



Fig. 69

Spectre du système $(K\pi\pi)$ chargé.

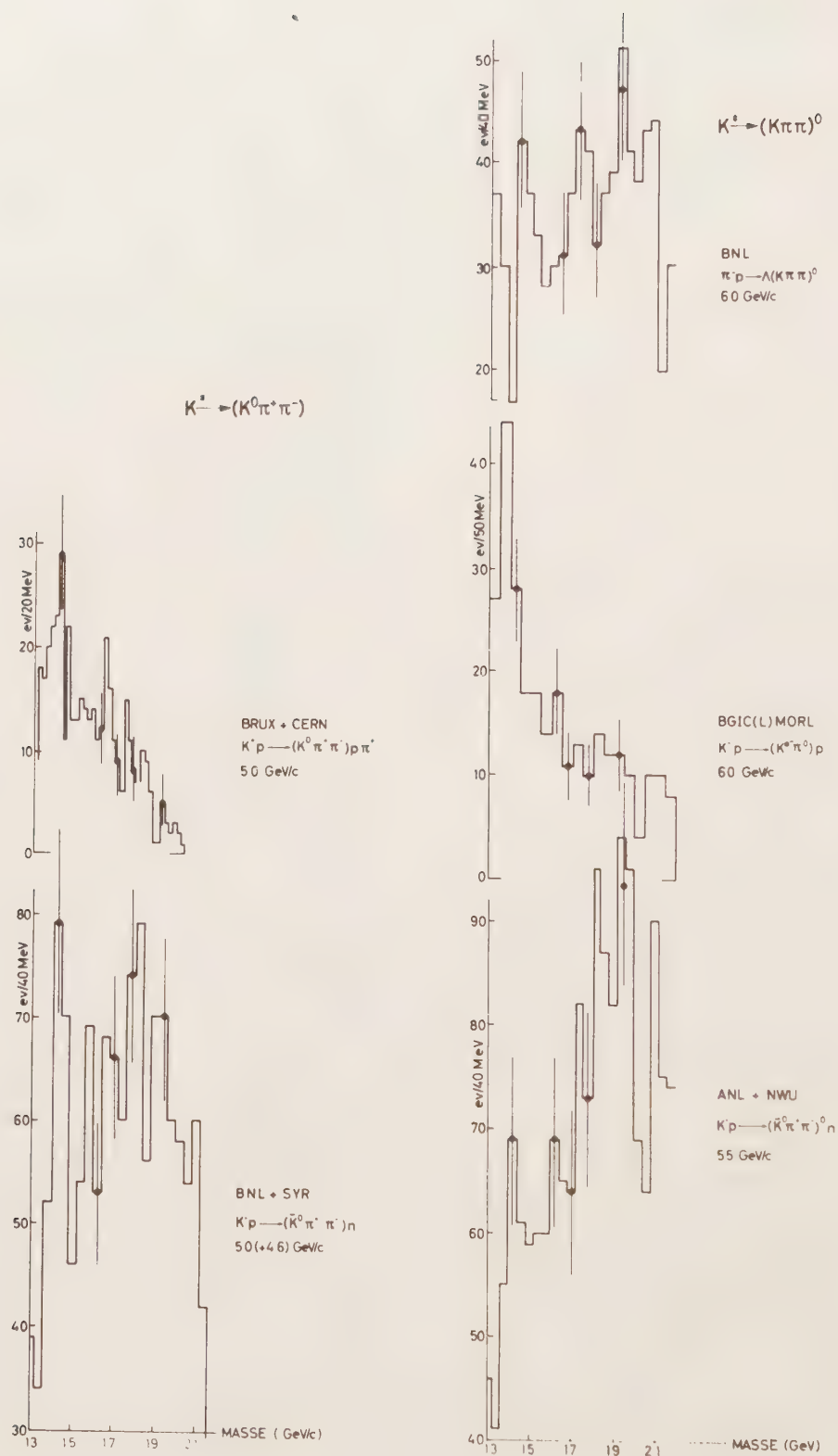


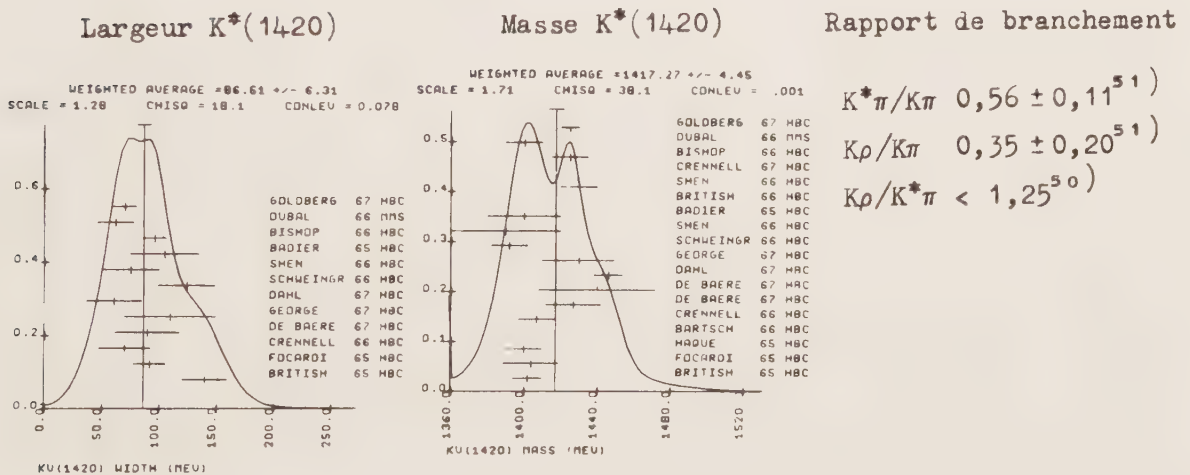
Fig. 70

Spectre de masse du système $(K\pi\pi)^0$.

insuffisantes pour prouver l'existence des éventuelles résonances indiquées sur la Fig. 1 aux masses 1250, 1620, 1700, 1780, 1920, 2020 et 2220 MeV; à la masse 1080 MeV, il n'existe pas encore de preuves sûres pour l'existence d'une résonance. L'apparente non-désintégration du $K^*(1320)$ et du $K^*(1780)$ dans le mode neutre ou dans le mode $K\pi$ tend à assigner ces objets à la série J^P : 1^+ , 2^- , 3^+ , ce qui est en parfait accord avec les prédictions du modèle $q-\bar{q}$ données dans la Fig. 1.

Revenons à des faits plus certains. La masse et la largeur du méson $K^*(1400)$, bien qu'encore imparfaitement déterminées semblent se préciser de plus en plus comme le montre la récente compilation de la Réf. 26b), d'où le Tableau 15 est tiré.

Tableau 15



3.4 Remarques générales

3.4.1 Problèmes actuels de la spectroscopie mésique

A. Statistique faible

Si les chambres à bulles ont pu contribuer à la découverte des résonances hadroniques de masse peu élevée, ceci grâce à leur merveilleux angle solide de 4π , par contre, elles paraissent inadéquates lorsqu'il devient nécessaire "d'investiguer" des résonances de section efficace petite et de masse élevée. En effet, on est obligé d'accumuler un

nombre énorme de photos (un demi-million, par exemple) dont seule une proportion souvent très faible (un millier, par exemple) contient des événements intéressants utilisables pour un spectre de masse. Il faudra sélectionner ces photos, puis les analyser, les "scanner" soigneusement "à la main" soit près de quinze minutes par photo. Même avec des techniques de dépouillement automatique, on ne peut espérer gagner plus d'un facteur 10 en rapidité, d'où des délais énormes avant de produire un quelconque résultat physique.

Pour les spectromètres de masse, tel que celui décrit au Chapitre 2, la statistique reste limitée en raison du temps mort des chambres à étincelles, de la vitesse de décodage du contenu des échelles de comptage et de son enregistrement et du temps de machine accordé (pour des K^+ en particulier).

B. Pouvoir de résolution en masse fini

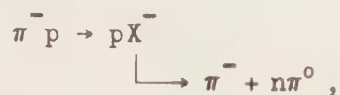
Le pouvoir de résolution d'un spectromètre peut, dans une certaine mesure, être amélioré. Pour les chambres à bulles, par contre, la résolution en masse dépend du nombre de branches, de leur impulsion et de leur configuration; elle dépend même des dimensions de la chambre (bien que cet effet ne soit pas encore définitivement prouvé); les résultats préliminaires de la collaboration Bruxelles-CERN, K^+ à 5 GeV/c⁴⁹, obtenus à l'aide de la grande chambre de 2 mètres, suggèrent une structure dans le spectre des mésons étranges à 1250 et 1300 MeV, alors qu'à l'aide d'une chambre à bulles plus petite (90 cm), les données précédentes montraient un pic unique, large, au voisinage de 1300 MeV. Il est même intéressant de remarquer comment la résolution semble affectée par la taille de la collaboration faisant l'expérience. Plus le nombre d'Instituts participants est élevé, plus larges semblent être les pics observés. Les publications préliminaires ne contenant que la première partie des données présenteront quelquefois des structures plus fines et plus convaincantes que la somme des données de tous les participants.

C. Largeur des raies

La résolution en masse des techniques existantes doit être comparée à la largeur de raies spectrales, éventuellement de l'ordre du MeV, c'est-à-dire une largeur de un, peut-être deux ordres de grandeur plus étroite que le pouvoir de résolution.

D. Exemples

Examinons sur des exemples concrets ces trois points. Les données présentées dans la Fig. 71 proviennent de la réaction

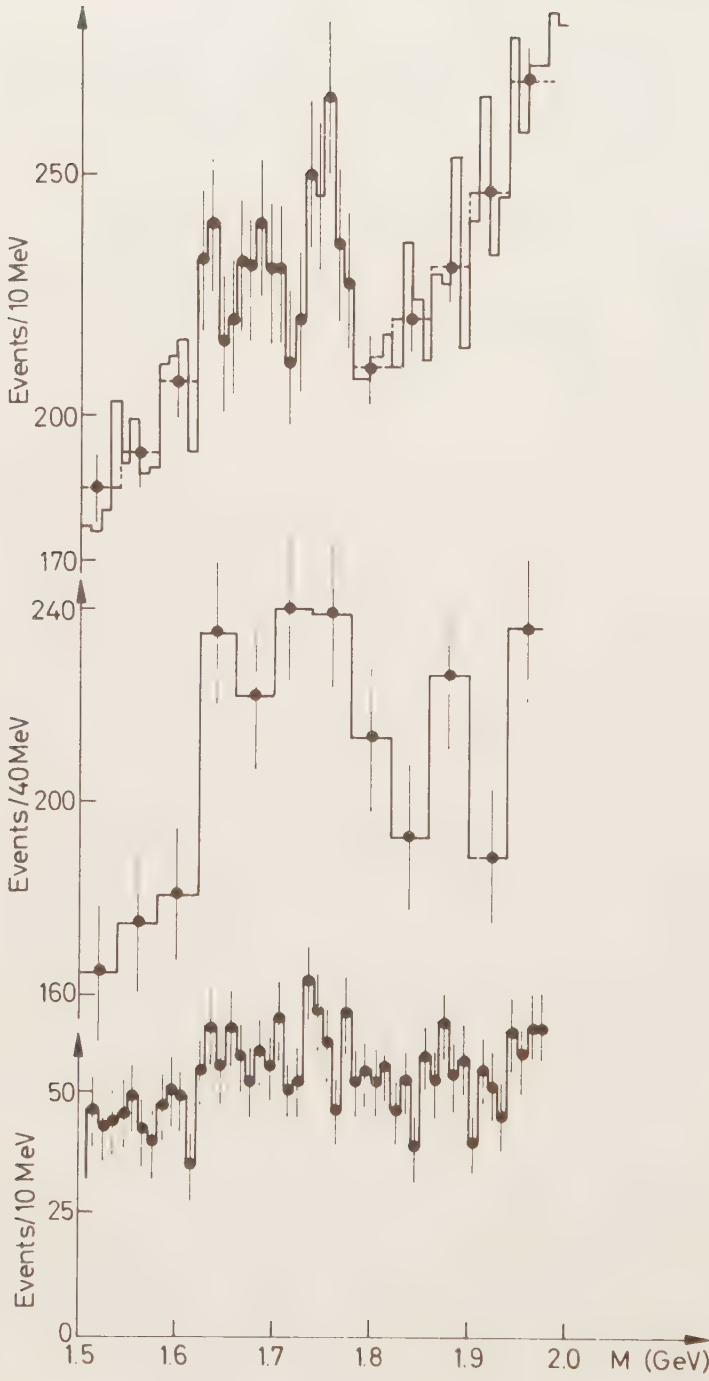


où $n \geq 1$ et $p_1 = 11,5$ GeV/c.

La figure 71A ne révèle aucune structure claire. La statistique pour chaque boîte est relativement faible (un écart-type de fluctuation est supérieur à 10% du contenu de la boîte). Seule une gibbosité du spectre de masse aux environs de 1,7 GeV - le méson R - est perceptible.

On peut augmenter l'effet optique de cette gibbosité en groupant les événements en boîtes quatre fois plus larges (cf. Fig. 71B). Chaque boîte contient maintenant une statistique raisonnable (un écart-type $< 10\%$ du contenu de la boîte). Un pic très large d'environ 150 MeV émerge. Les erreurs purement statistiques sur l'amplitude du signal ont doublé de grandeur dans l'opération, mais optiquement, l'effet est mieux prononcé. Ainsi, dans le cas d'un petit échantillon, ce n'est pas le pouvoir de résolution du spectromètre (~ 30 MeV) qui limite la détection d'éventuelles structures, mais la statistique insuffisante qui contraint à présenter les données en boîtes larges (40 MeV), en boîtes plus larges que le pouvoir de résolution, plus larges que les pics eux-mêmes.

La figure 71C montre un échantillon quatre fois plus peuplé que celui des Figs. 71A et 71B. Les barres d'erreurs dessinées pour la région de 1,7 GeV sont de la même grandeur que celles de la Fig. 71B, mais les boîtes, elles, seront étroites, de la même grandeur que celles de la Fig. 71A. La structure est maintenant bien visible. Pour estimer le bruit de fond, nous avons introduit la technique de quadrupler la largeur des boîtes; les fluctuations statistiques sur le contenu des boîtes sont maintenant de la même grandeur que celles de la Fig. 71A, mais la statistique est suffisante pour mettre en évidence un "continuum", lisse, à gauche et à droite de la structure du méson R. La justification pour présenter des données en boîtes plus étroites que



A

B

C

Fig. 71

Effet de la statistique sur la résolution d'une structure ($p_1 = 11,5$ GeV/c, sélection : "1 chargé").

A : faible statistique (~ 2500 événements) + boîtes étroites (10 MeV) : aucun effet clair.

B : faible statistique (~ 2500 événements) + boîtes larges (40 MeV) : un pic large apparaît.

C : bonne statistique ($\sim 10\,000$ événements) + boîtes étroites (10 MeV) : la structure est résolue.
 [A l'aide des boîtes larges (40 MeV) on peut déterminer le bruit de fond.]

la résolution est la suivante : supposons que l'on ait une raie spectrale très étroite, disons dix fois plus étroite que le pouvoir de résolution, des boîtes de trois à quatre fois plus étroites que le pouvoir de résolution ne vont bien sûr pas nous permettre d'épuiser la structure d'un pic, mais cela nous permettra d'isoler la fonction de résolution du spectromètre (cf. Fig. 37). Si l'on se contente de boîtes larges, on ne pourra jamais estimer la largeur d'un pic à moins que la largeur de la résolution. On trouvera une discussion à ce sujet dans la Réf. 60).

Grâce à son pouvoir de résolution relativement élevé, le "MMS" a été capable de mettre en évidence la structure fine du A_2 et du R [cf. Réfs. 2) et 3)] sans pour autant être capable d'en déterminer la largeur. Ainsi, une éventuelle structure superfine de ces objets n'est pas exclue, ni la possibilité d'une coïncidence en masse de deux objets de nombres quantiques différents (la parité G, par exemple, que le spectromètre à masse manquante n'est pas à même de déterminer).

3.4.2 Problèmes spécifiques de la spectroscopie manquante

A. Introduction

Pour mettre en évidence un nouvel effet, on a intérêt à travailler dans les conditions les plus claires possibles : observer simultanément à une résonance le plus petit nombre possible d'événements provenant de réactions non résonnantes. Ces réactions non résonnantes vont en effet constituer un bruit de fond qui va obliger l'accumulation de grande statistique pour mettre en évidence un effet. Il est donc avantageux de pouvoir sélectionner un certain canal de désintégration et, si possible, de choisir des conditions cinématiques favorables à la production de la résonance étudiée.

B. Espace de phase

Le fond continu obtenu dans un spectromètre de masse manquante est un mélange d'espace de phase à plusieurs corps difficile à calculer. Pour effectuer un tel calcul, il faudrait disposer de données précises concernant les sections efficaces totales et différentielles des différentes réactions, alors que les données expérimentales sont encore très incomplètes. La forme même du "continuum" pour un nombre déterminé de produits

de désintégration est assez mal connue des effets périphériques ou cinématiques [effet de Deck et autres⁶¹⁾] peuvent déformer complètement l'espace de phase invariant [cf. Réf. 16)]. Il est certain que l'on obtiendrait un grand avantage à travailler avec un espace de phase composé de canaux de basses multiplicités et se placer dans les conditions cinématiques où l'espace de phase est le plus petit possible. Sur ce point la méthode du Jacobien, en imposant une région de transfert de quadri-impulsion, est un handicap. En effet la technique de la masse manquante au proton implique l'existence d'un bruit de fond presque toujours élevé. Le système va être déclenché par des protons ne provenant pas forcément de la réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$, mais aussi de la désintégration de résonances baryoniques. [Pour plus de détails, voir Réf. 5).] On sera obligé de se contenter d'un "continuum" tracé approximativement à vue à partir des distributions en boîtes larges, en amont et en aval des résonances. Cette évaluation du bruit de fond a donc un caractère arbitraire, mais on peut justifier cette méthode de la manière suivante : quand les résonances sont étroites, il n'est pas nécessaire de connaître l'espace de phase; il suffira de détecter les déviations du fond continu, car on sait que les interactions fortes ne doivent pas avoir de discontinuités sans la présence d'effets résonnants; ainsi, le bruit de fond de la Fig. 47 aurait pu être tracé de nombreuses manières différentes, sans pour autant pouvoir mettre en cause l'existence de la structure fine du méson R.

Il existe encore un autre problème dans l'estimation du "continuum"; c'est la contribution des "ailes" de la résonance. La distribution angulaire en boîtes de la Fig. 49 montre un seul pic, aussi le fond continu estimé à vue va dans ce cas favoriser les effets résonnants de cette région, ou tout au moins être une approximation plus correcte du nombre d'événements résonnants que ne le permet la Fig. 51, par exemple. Aussi dans l'évaluation de la section efficace à $\bar{t} = 0,23 (\text{GeV}/c)^2$, d'après la Fig. 32, on trouve environ $70 \mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$ alors qu'à partir de la somme des résonances R données à la fin de la Section 3.2.2 on ne trouve que $36 \mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$.

La figure 72 est une juxtaposition de trois résonances en forme de Breit-Wigner, élargie par le pouvoir de résolution qui est de 30 MeV pour une largeur intrinsèque de 10 MeV; l'histogramme de la Fig. 72 simule grossièrement la situation de la Fig. 53. On voit que l'estimation du fond continu peut facilement induire un facteur $\frac{1}{2}$ dans l'estimation de la section efficace de la résonance. En conclusion, on ne peut pas faire d'ajustement pour déterminer la largeur des pics de la Fig. 53, car on ne connaît pas leur hauteur relative. Dans le cas démonstratif de la Fig. 72, nous avons choisi les rapports d'intensité 1:1,3:1,5.

C. Canaux de désintégration

La plupart des résonances vont avoir certains canaux de désintégration préférentiels. Si l'on parvient à sélectionner ces canaux, on renforce l'effet en obtenant un meilleur signal par rapport au bruit de fond. Le "MMS", dans sa version utilisée jusqu'en décembre 1966, ne comportait pas de dispositif permettant une séparation fiable des divers canaux de désintégration. La seule possibilité offerte pour réduire la multiplicité des produits de désintégration est une sélection sur les produits de désintégration chargés, au moyen des compteurs V_i et de la matrice de compteurs.

L'avantage de ces sélections - bien que grossières - comme on l'a vu, consiste dans la possibilité d'éliminer en partie la contribution des multiplicités élevées. Cette limitation sur les canaux à grands nombres de particules permet d'obtenir un fond continu de pente plus douce, plus facile à estimer. D'autre part, la sélection V_1 ou V_2 , bien qu'insuffisante d'ordinaire pour séparer le canal "1 chargé + neutre(s)" du canal "3 chargés + neutre(s)", a permis dans le cas du méson ρ de faire une sélection relativement efficace [cf. Réf. 62)]. Ce résultat était possible à cause de la valeur assez faible de l'impulsion incidente et du rapport signal-bruit de fond S/B très favorable.

D. Exemples

Nous allons examiner maintenant quelques exemples pour illustrer l'influence du fond continu dans la mise en évidence de nouvelles résonances. L'effet essentiel est une augmentation de S/B pour les basses

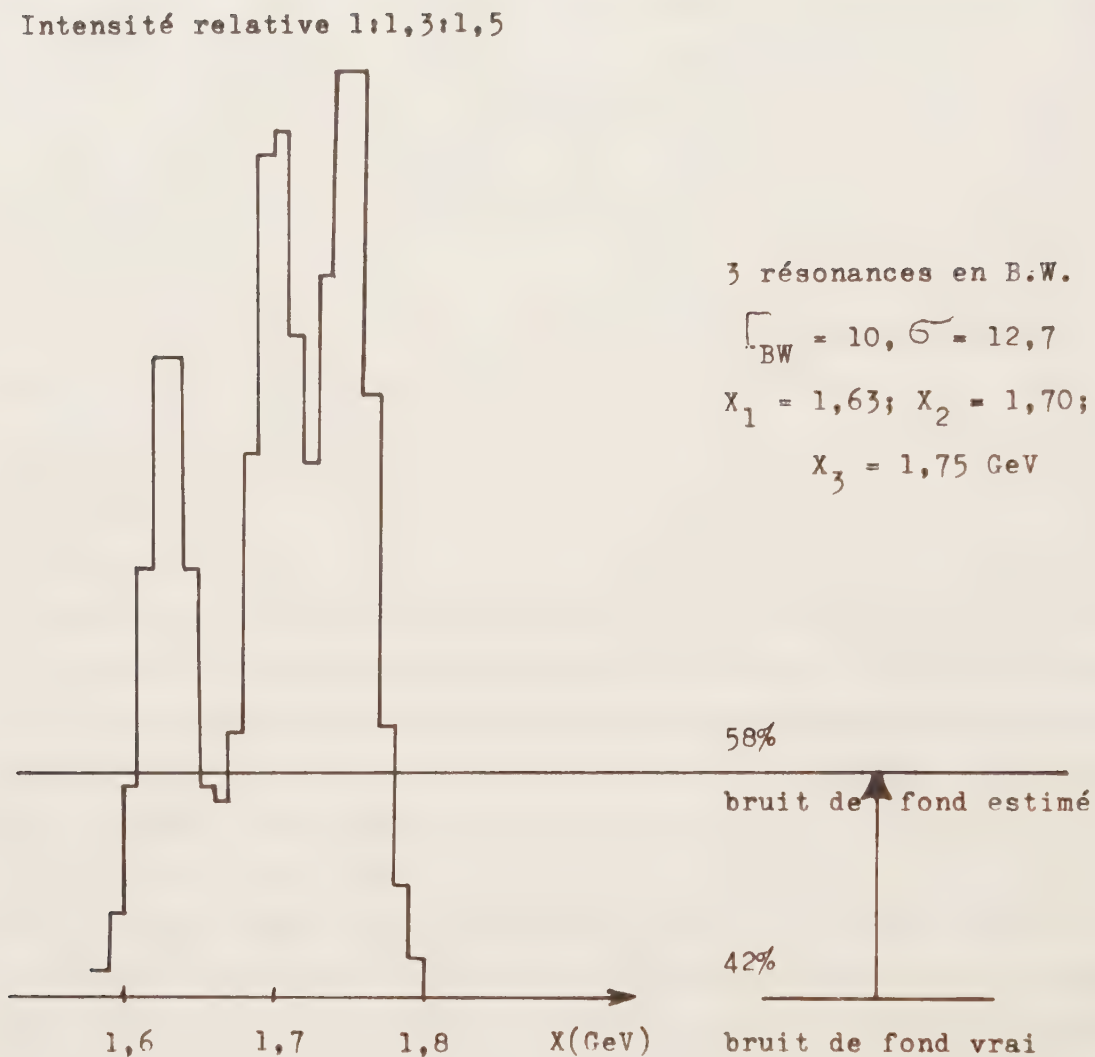


Fig. 72

Evaluation de l'erreur possible dans l'évaluation du fond continu.
 Exemple avec simulation de trois résonances aux masses des mésons R.

multiplicités. Un échantillon de masse manquante pure, disposant d'une assez copieuse statistique, mais où aucune sélection n'a été faite sur la multiplicité des produits de désintégration, est montré dans la Fig. 73. La résonance R_3 , par exemple, apparaît avec une signification statistique assez faible ($\sim$ trois écarts-types) pour un S/B de 1:15. Si on normalise à 1 la hauteur du "continuum" à la masse 1,9 GeV/c et que l'on considère l'unité sur l'échelle de masse comme l'intervalle compris entre 1,4 et 1,9 GeV (500 MeV), la pente obtenue est de 51%.

Les données résultant de deux semaines de production - présentées dans la Fig. 74 - montrent comment la sélection "1 ou 3 chargés + m neutre(s) ($m \geq 0$)" réduit la pente du "continuum" à 36% en unité définie plus haut. Au-dessous de la masse 1,4 GeV, la remontée de spectre est due à l'aile droite du A_2 .

Sur la Fig. 75 sont présentés deux échantillons montrant la résonance R_1 avec tous deux une signification statistique de $\sim$ quatre écarts-types.

Les données provenant de l'expérience "Missing-Mass" (données identiques à celles de la Fig. 56) ont subi la sélection "1 particule chargée" dans la matrice de compteurs. Cette sélection, comme on le remarque, diminue d'une manière très importante (facteur 2) la pente du "continuum" en limitant le nombre de canaux contenant de grandes multiplicités. Le rapport S/B est maintenant de 1:7. Les données de Forino et al.²⁹⁾ montrent le R_1 avec un S/B de l'ordre de 2:1, ce qui est évidemment assez exceptionnel.

Ainsi, l'impossibilité de sélectionner les canaux de désintégration va contraindre une expérience de masse manquante pure à disposer d'une statistique jusqu'à trente fois plus élevée qu'une expérience de chambre à bulles, pour mettre en évidence un effet de même signification statistique.

Il faut remarquer ici que pour chaque bouffée du SP du CERN, une expérience de compteurs peut enregistrer facilement les interactions générées par 10^6 particules incidentes, alors qu'avec une chambre à bulles il est difficile d'accepter plus de quinze particules incidentes par bouffée.

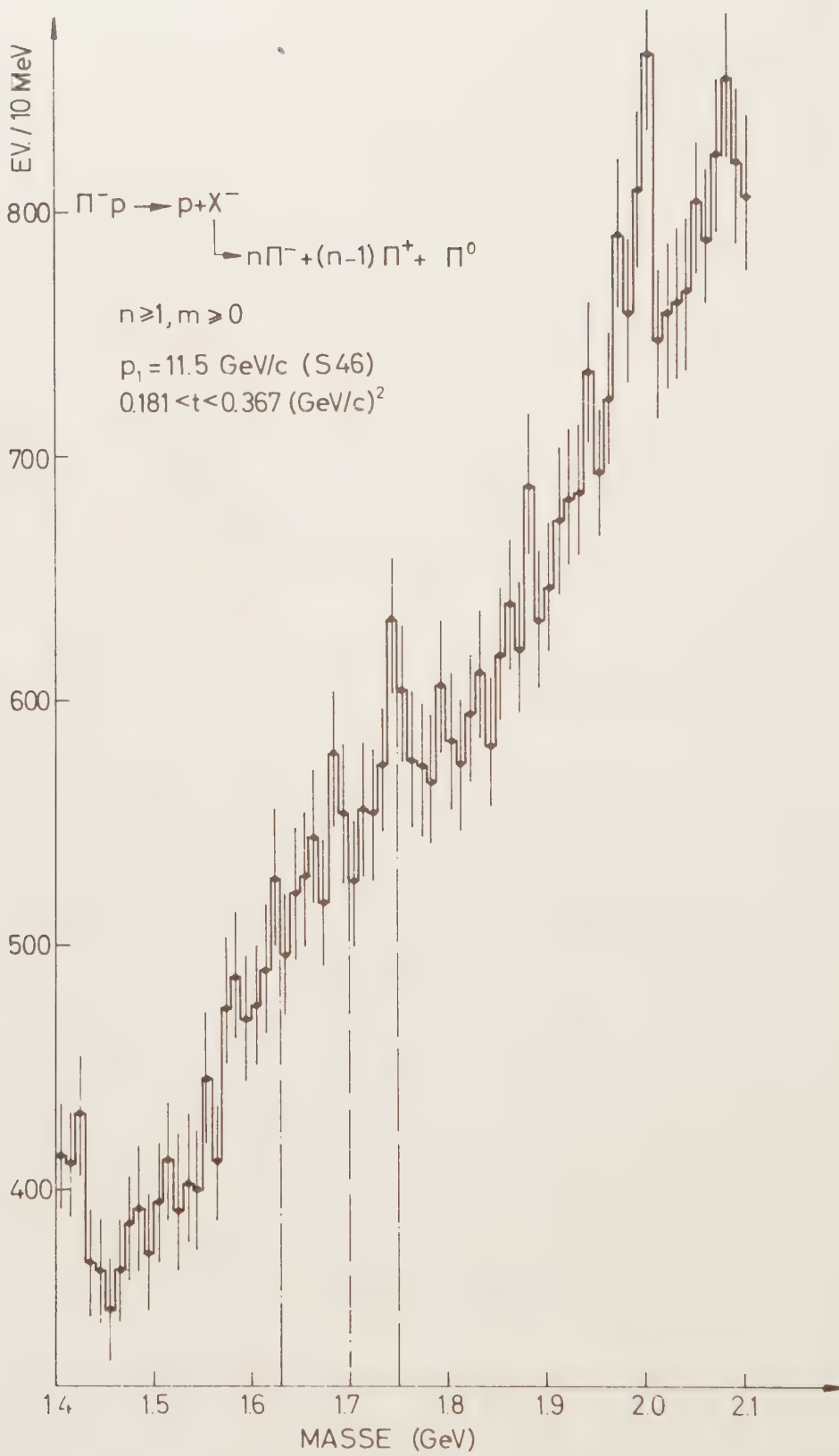


Fig. 73

Spectre de masse manquante pure.

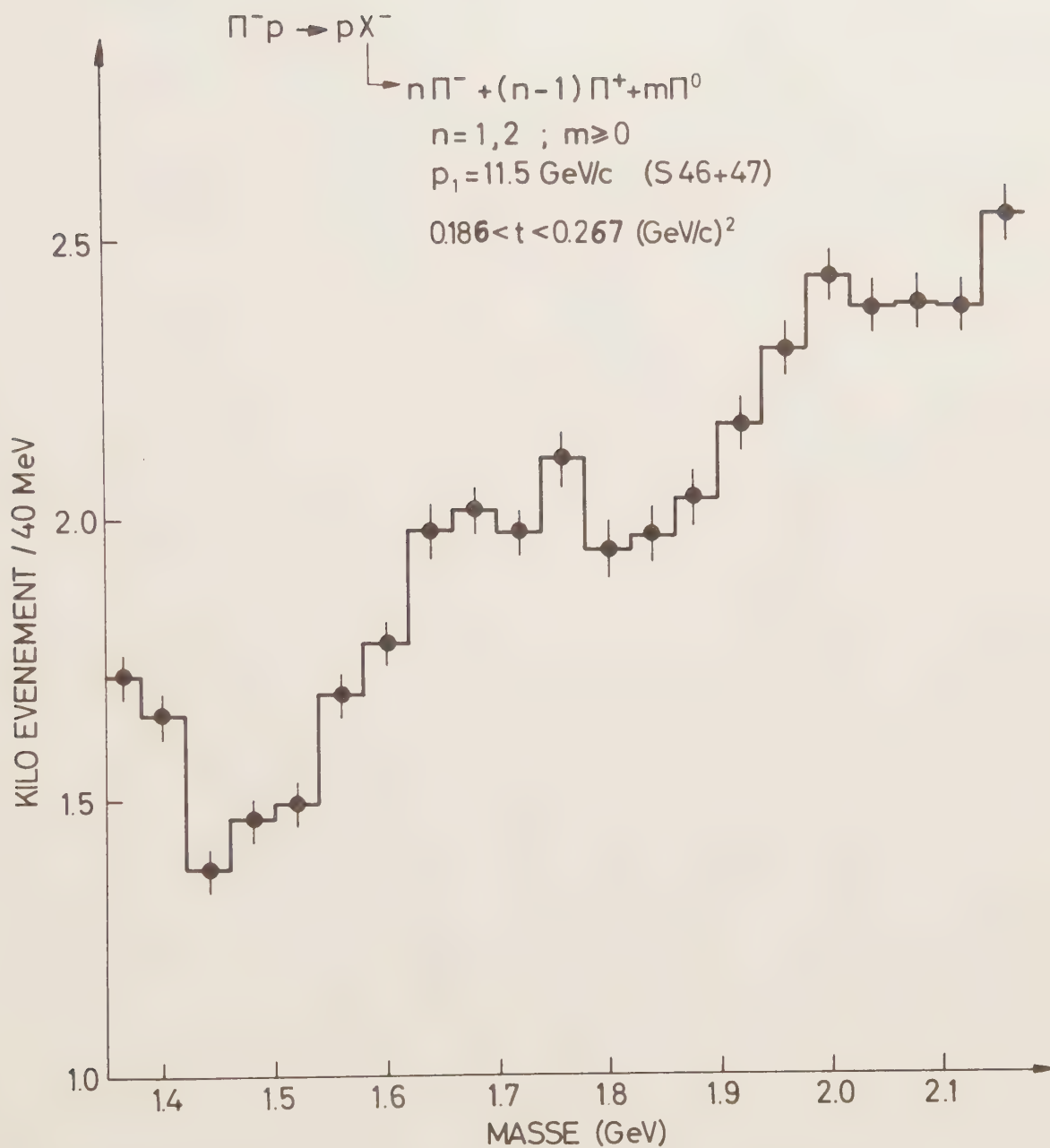


Fig. 74

Spectre de masse manquante avec sélection sur
 les produits de désintégration chargés.

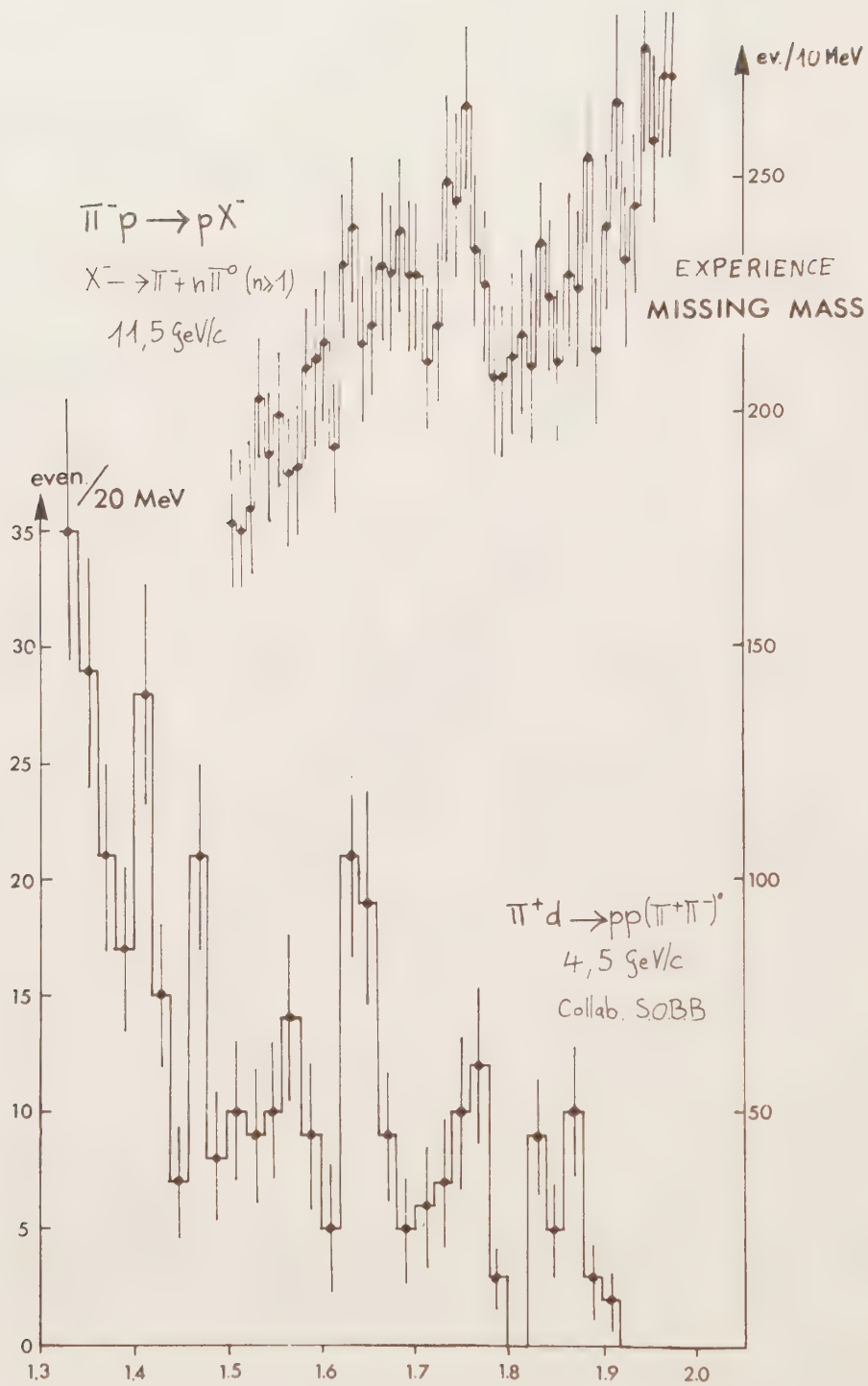


Fig. 75

Les considérations précédentes expliquent donc nos appellations de "statistique faible" des données montrant un pic de moins de cent événements. Dans le meilleur des cas, l'expérience "Missing-Mass" n'obtiendra qu'un rapport S/B de 1:1 (par exemple pour le méson ρ et A_2); or, le groupe "Missing-Mass" a fixé le critère suivant pour statuer de l'existence d'une résonance : "effet émergeant du bruit de fond avec une signification statistique supérieure à cinq écarts-types"; cent événements par boîte sont donc dans ce cas la limite pour trouver dans une boîte un effet de l'ordre de cinq écarts-types. Pour illustrer le handicap dans le rapport S/B d'une expérience masse manquante vis-à-vis d'une expérience de chambres à bulles, examinons un autre exemple provenant cette fois de la réaction $K^- p \rightarrow p Z^-$. Comme on l'a vu au chapitre précédent, le nombre de K incidents à 12,0 GeV/c dans l'expérience "Missing-Mass" est deux cents fois plus petit que celui des π . Aussi, même en prenant l'intervalle de transfert de quadri-impulsion le plus large possible [$0,22 < t < 0,81$ (GeV/c)²] et la totalité de nos données à 12 GeV/c (angle du télescope à 52° et à 55°), la statistique reste faible. En présentant les données en boîtes très larges (50 MeV), on remarque que le bruit de fond n'est pas lisse (tout au moins optiquement) et qu'il apparaît un pic aux alentours de la masse 1,87 GeV. Il est difficile cependant de déterminer si l'on est en présence d'un effet réel ou d'une fluctuation statistique. Le rapport S/B est de 1:2 (cf. Fig. 76). Pour les données de Bartsch et al. dans lesquelles un effet est visible presque à la même masse, le rapport S/B est de 2:1. Les deux expériences présentent des pics contenant environ le même nombre d'événements, mais la signification statistique est bien meilleure pour l'expérience de Bartsch et al.⁵⁷⁾, le comportement du "continuum" désavantageant nettement l'expérience "Missing-Mass".

On a tracé un fond continu incluant l'hypothèse d'un pic à la masse 1,87 GeV et un fond lisse (ligne droite). Tous les deux s'ajustent bien aux données; mais la solution la plus simple est de conclure que les données de l'expérience "Missing-Mass" présentent un "continuum" dépourvu de structure, qu'on peut représenter par une ligne droite avec une probabilité pour le χ^2 , dans l'ajustement de cette droite, de 15%.

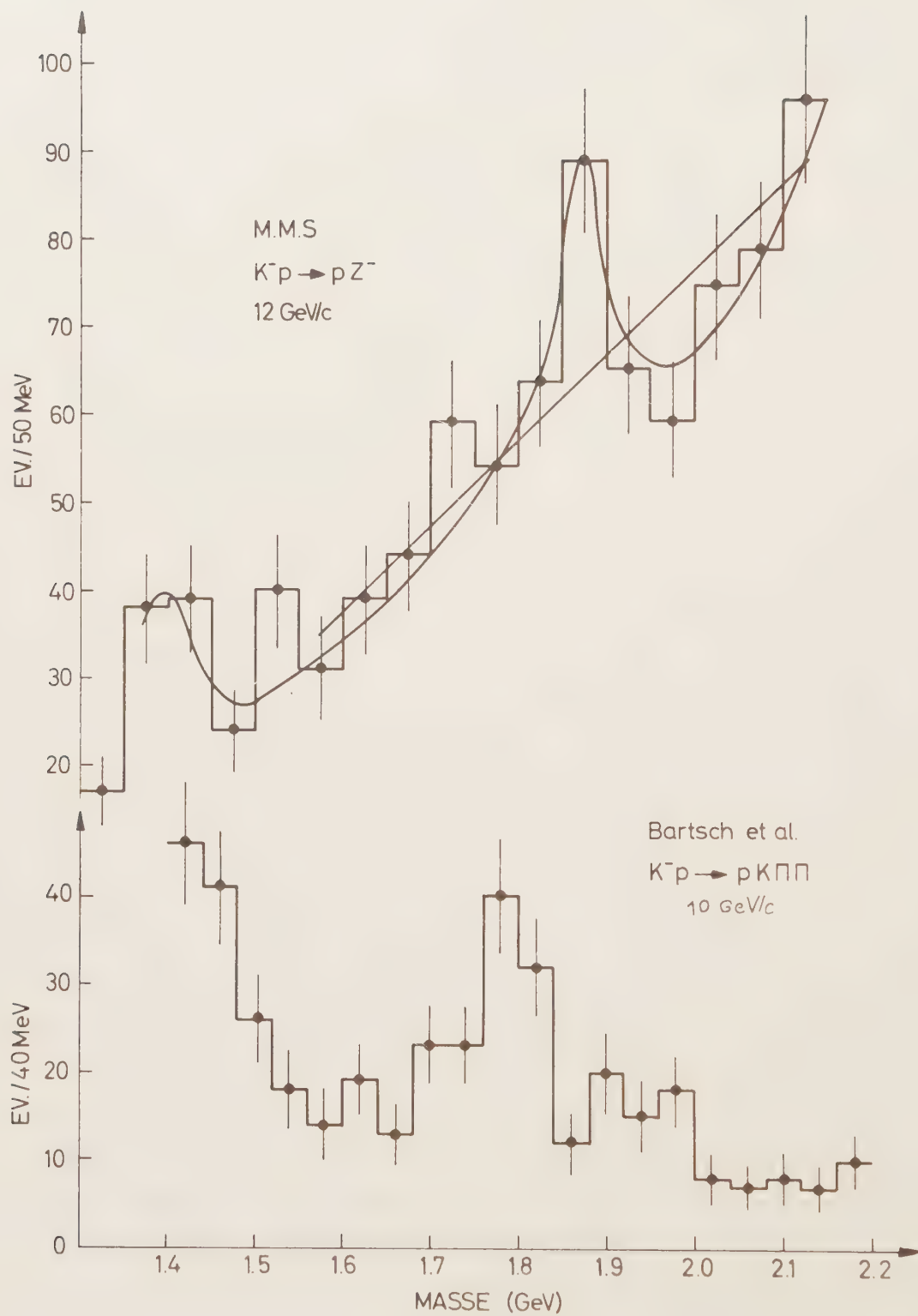


Fig. 76

4. EXPERIENCE "MISSING-MASS" ET MODELE DES QUARKS

"Il est doux à la paresse intellectuelle d'être cantonnée dans l'empirisme, d'appeler un fait un fait et d'interdire la recherche d'une loi".

G. Bachelard
(La formation de l'esprit scientifique)

4.1 Introduction

4.1.1 Généralités

La découverte par l'expérience "Missing-Mass" de structures fines dans le spectre de masse des mésons lourds rend possible une confrontation de résultats expérimentaux et de modèles relatifs aux lois sous-jacentes gouvernant le spectre de masse des mésons.

L'hypothèse des quarks s'est révélée très intéressante en permettant l'interprétation de nombreux résultats expérimentaux de la physique corpusculaire. Une variante du modèle des quarks, variante directement reliée aux découvertes de l'expérience "Missing-Mass", est l'interprétation du spectre des résonances mésiques en termes d'excitation orbitale.

Avant d'examiner les correspondances possibles entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux, définissons les symboles que nous emploierons.

4.1.2 Nombres quantiques et symboles

σ : le moment cinétique intrinsèque.

Pour un système de n particules de spin s_i

$$\sigma = \sum_{i=1}^n s_i .$$

Pour un système de n pions, $\sigma = 0$, quel que soit n . Les mésons sont des particules de spin entier, ils sont donc des bosons.

L : le moment cinétique orbital.

J : le spin total d'un système de deux particules

$$\underline{J} = \underline{L} + \underline{\sigma} \quad (35)$$

pour un système multi-pion, $J = L$.

S : l'étrangeté.

Pour le méson π , $S = 0$, pour un méson K^- , $S = -1$.

I : l'isospin.

Les mésons d'isospin entier sont encore des bosons par rapport à la symétrie interne.

C : la conjugaison de charge ou parité C

$$C = (-1)^{L+\sigma} . \quad (36)$$

G : la parité G

$$G = (-1)^{L+\sigma+I} = C(-1)^I . \quad (37)$$

P : la parité P.

La valeur propre de la parité d'un système de deux particules identiques de spin entier (diboson) est définie par

$$P = (-1)^L . \quad (38)$$

De (35) et (38), il ressort qu'un système dipion de parité négative ne peut pas être dans un état de spin pair et, en particulier, une résonance mésique avec $J^{PG} = 2^{-+}$ ne peut pas se désintégrer en 2π . Pour un système quark-antiquark la parité sera définie par

$$P = (-1)^{L+1} . \quad (38')$$

Le Tableau 16 présente une nomenclature rationnelle pour désigner une résonance mésique.

Tableau 16

Symbole	I	G
ω	0	-
π	1	-
χ	2	-
η	0	+
ρ	1	+
ψ	2	+
K	$\frac{1}{2}$	
L	$\frac{3}{2}$	

4.1.3 Quarks et mésons

Les quarks s'ils existent sont vraisemblablement des fermions⁶³⁾ lourds⁶⁴⁾ de spin $\frac{1}{2}$. Vu l'abondante littérature sur les quarks [cf., par exemple, Réf. 65)], nous nous contenterons de rappeler certaines caractéristiques du système $q-\bar{q}$.

Le système $q_i-\bar{q}_j$ ($i, j = 1, 2, 3$ ou p, n, λ) permet de former des "nonets" en termes de SU_3 . Le spin du système $q_i-\bar{q}_j$ prend la valeur 1 ou 0.

S'il existe entre le quark et l'antiquark un moment cinétique orbital $L > 0$, il va se former quatre sous-niveaux dus au couplage spin-orbite. En supposant le potentiel entre quarks très profond, on est en droit de considérer que le système $q_i-\bar{q}_j$ peut prendre une masse relativement petite (par rapport à la masse d'un quark), suffisamment petite pour être celle d'un méson dont il a les propriétés; aussi, le modèle en excitation du moment cinétique orbital d'une paire $q-\bar{q}$ peut prétendre être concerné par tous les mésons connus d'isospin $I \leq 1$. Expérimentalement, alors qu'aucune évidence définitive n'a été établie en faveur de méson $I > 1$ [cf. Réf. 66)], il pourrait, à première vue, sembler que le modèle d'excitation orbitale d'une paire $q-\bar{q}$ suffise à décrire et classifier tous les mésons connus. Nous donnerons plus loin notre point de vue sur cette question difficile.

On peut en outre se poser la question de savoir s'il est vraiment important que les quarks soient trouvés expérimentalement. H.R. Dalitz⁶⁷⁾ estime que si les quarks ne sont pas des particules réelles, le modèle n'a aucun intérêt.

4.1.4 Formules de masse

Il existe une grande variété de formules de masse reliant entre elles les masses des différentes particules. Certaines formules sont très ambitieuses [cf., par exemple, Réfs. 68) à 71)], alors que d'autres se contentent de relier empiriquement les masses des différents états d'iso-spin d'un même multiplet de SU3 [cf., par exemple, Réf. 72)].

S.L. Glashow⁶⁸⁾ a proposé récemment une formule de masse basée sur le modèle des quarks

$$M^2 = A + B[L + \sigma + (N_d/2) + N_s] \quad (39)$$

où A et B sont des constantes et où N_d est le nombre de quarks (ou d'anti-quarks) légers et N_s le nombre de quarks lourds (étranges) dont sont composées les particules. Cette relation empirique qui n'a apparemment que deux paramètres libres en contient implicitement un troisième à savoir si le méson envisagé est construit avec $q-\bar{q}$ ou $qq\bar{q}\bar{q}$, or c'est précisément sur ce point que nos prédictions ne coïncident pas avec celles de S.L. Glashow.

Le modèle en excitation orbitale d'une paire $q-\bar{q}$ mène à une formule de masse simple pour les mésons; la masse M_L de chaque onde (cf. Fig. 1) pourrait simplement être décrite par

$$M_L^2 = M_0^2 + \sum_{\ell=1}^L \delta_{\ell}(E^2) \quad (40)$$

où la masse de base M_0 est une fonction des nombres quantiques internes. Dalitz⁶⁷⁾ propose une dépendance en L de l'énergie d'excitation due au terme centrifuge

$$\delta_L(E^2) = L(L+1) \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_L.$$

avec

$$\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_{L>1} = \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_{L=1} \frac{1}{2L+1} .$$

Cette dépendance en L de $\delta_L(E^2)$ ne semble pas particulièrement bien décrire la situation expérimentale.

Toujours d'après la Fig. 1, on remarque que chaque niveau M_L est, en fait, subdivisé en quatre sous-niveaux. Les remarques de la Section 4.1.3 amenaient d'ailleurs à envisager l'existence de tels sous-niveaux.

A l'exception de l'onde S pour laquelle la séparation ne peut être due qu'au couplage spin-spin, les autres séparations, comme nous allons le voir, semblent être convenablement décrites en faisant intervenir exclusivement le couplage spin-orbite.

La disparition de l'influence du couplage spin-spin à partir de l'onde P pourrait être, d'après Dalitz⁶⁷⁾, due à la courte portée du potentiel spin-spin. La formule de masse découlant de ces considérations s'écrit, pour des $L > 0$

$$M^2(L, A^2) = M_L^2 + a^2 \cdot A^2 , \quad (41)$$

a = la séparation unité, en masse ,

$$A = \sqrt{L \cdot \sigma} \text{ en unité de } \hbar . \quad (42)$$

Notons qu'il n'existe pas de justification a priori pour choisir M^2 plutôt que M dans (41). Dans la section suivante, nous examinerons la compatibilité entre la formule de masse (41) et les masses des résonances.

4.2 Classification des mésons d'après le modèle d'excitation orbitale d'un système quark-antiquark

4.2.1 Spectroscopie du système $q\bar{q}$ [cf. Réf. 73)]

Nous allons utiliser la notation spectroscopique habituelle $^m L_J$ (où la multiplicité $m = 2\sigma + 1$) pour identifier les différents états. On a, pour chaque niveau d'excitation orbitale, trois états triplets de

conjugaison de charge $C = (-1)^{L+1}$, soit ${}^3L_{L+1}$, 3L_L et ${}^3L_{L-1}$, et un état singulet 1L_L avec $C = (-1)^L$. La séparation en masse des quatre sous-niveaux due au couplage spin-orbite, d'après les formules (41) et (42), est

$$\Delta M^2 = \frac{1}{2} a^2 [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (43)$$

avec a^2 , la séparation unité en (masse)², et

$$A = \Delta M/a . \quad (42')$$

Pour un L donné, on aura

$$\sigma = 1 \quad \left\{ \begin{array}{lll} J = L-1 & A^2 = \frac{1}{2} [(L-1)L - L(L+1) - 2] & = -L-1 \\ J = L & A^2 = \frac{1}{2} [L(L+1) - L(L+1) - 2] & = -1 \\ J = L+1 & A^2 = \frac{1}{2} [(L+1)(L+2) - L(L+1) - 2] & = L \end{array} \right.$$

$$\sigma = 0 \quad J = L \quad A^2 = \frac{1}{2} [L(L+1) - L(L+1)] = 0 .$$

Le Tableau 17 résume ces résultats.

Tableau 17

mL_J	${}^3L_{L-1}$	3L_L	1L_L	${}^3L_{L+1}$
A^2	$-L-1$	-1	0	L
$\Delta_L A^2$	L	1	L	

Le Tableau 18 donne les différents états possibles d'isospin $I = 1$ du système $q-\bar{q}$, alors que les Tableaux 19 et 20 présentent les divers mésons trouvés expérimentalement.

Tableau 18

Etats d'excitation orbitale d'un système $q\bar{q}$ d'isospin $I = 1$

Onde	L	σ	J	A^2	${}^mL_J PG$
S	0	0	0	0	${}^1S_0--$
		1	1	0	${}^3S_1-+$
P	1	0	1	0	${}^1P_1++$
			0	-2	${}^3P_0+-$
		1	1	-1	${}^3P_1+-$
			2	+1	${}^3P_2+-$
D	2	0	2	0	${}^1D_2--$
			1	-3	${}^3D_1-+$
		1	2	-1	${}^3D_2-+$
			3	+2	${}^3D_3-+$

Remarquons encore que seule la coïncidence des résultats expérimentaux avec les prédictions de séparation des états justifie à nos yeux la prise en considération exclusive de l'interaction spin-orbite, au détriment des autres forces. Il n'est pas exclu, d'autre part, que les mésons soient "habillés" et que les masses des états soient considérablement déplacées par rapport aux niveaux prédits pour les mésons "nus". La position relative des états singulets pourrait être la plus sensible à cet effet. Les résultats ci-dessous ne seraient alors que l'effet d'une coïncidence due au grand nombre de résonances.

4.2.2 Tentatives d'identification des mésons avec les états
prédits par le modèle d'excitation orbitale d'un système $q-\bar{q}$

A. Les états avec $L = 0$ et $L = 1$

Tableau 19

[Source : Réf. 67).]

	$^3P_{0+}$	$^3P_{1+}$	$^1P_{1+}$	$^3P_{2+}$
$L = 1$	$\underline{\delta} : \pi(964)$	$\underline{A_1} : \pi(1080)$	$\underline{B} : \rho_A(1210)$	$A_2 : \pi(1290)$
	$\underline{K^*} : K(1080)$	$\underline{K_C^*} : K_A(1215)$	$K^* : K_A(1320)$	$K^{**} : K(1420)$
	$\underline{S} : \eta(1050)$	$D : \eta(1285)$	$\underline{H} : \omega(975)$	$f : \eta(1250)$
	$G : \eta(1440)$	$\underline{E} : \eta(1420)$	$\underline{\omega} : \omega(\sim 1380)$	$f' : \eta(1514)$
$L = 0$			$^1S_0 -$	$^3S_1 -$
			$\pi : \pi(140)$	$\rho : \rho(760)$
			$K : K(495)$	$K^* : K(890)$
			$\eta : \eta(550)$	$\omega^0 : \omega(783)$
			$X^0 : \eta(960)$	$\varphi : \omega(1019)$

Quand la détermination complète des nombres quantiques d'une résonance n'est pas encore faite, le nom du méson est souligné. Ce tableau est à notre avis très spéculatif si l'on tient compte du fait que l'expérience "Missing-Mass" n'a jamais observé ni le méson appelé A_1 , ni le méson B . Deux possibilités sont ouvertes : soit que ces deux mésons n'existent tout simplement pas, soit qu'ils sont produits à très bas transfert de quadri-impulsion.

Le Tableau 19 établi par Dalitz⁶⁷⁾ permet d'entrevoir une explication possible de la largeur exceptionnelle du $\rho(760)$, et l'étroitesse des résonances plus lourdes (cf. Fig. 1). Bien que le modèle $q-\bar{q}$ soit limité par notre ignorance complète de la dynamique des quarks, une règle de conservation, supplémentaire à celle de P , I , I_3 , G et S , pourrait être la conservation de L .

Le $\rho(760)$ se désintègre avec une largeur appréciable en deux π , eux aussi formés d'un système $q\bar{q}$, d'onde S. Par contre, le $\delta(964)$, par exemple, ne peut se désintégrer sans violer la règle $\Delta L = 0$. Si l'on oublie le $B(1210)$, pour qui le canal $\delta\pi$ serait ouvert, et le $A_1(1080)$ (l'existence de ces deux mésons est encore incertaine), la règle $\Delta L = 0$ semble marcher pour tous les mésons lourds. Le canal $A_2 \rightarrow B + \pi$ n'est pas possible à cause de l'espace de phase, de même que tous les autres canaux de désintégration des résonances lourdes ne violant pas la règle $\Delta L = 0$.

Ce type d'argument pour expliquer la largeur très étroite des pics découverts dans l'expérience "Missing-Mass" semble plus efficace que les considérations sur la barrière centrifuge due aux spins élevés de ces objets, car il est loin d'être certain que ces objets aient vraiment un spin élevé (voir prédictions du Tableau 18).

Le méson A_2 offre actuellement un intérêt considérable pour le modèle $q\bar{q}$, car il existe aux environs de 1300 MeV au moins deux objets [cf. Réf. 2)] sinon trois! Rappelons brièvement les faits expérimentaux :

a) L'expérience "Missing-Mass" a mis en évidence deux pics distincts dont l'origine est encore incertaine. On peut y ajuster différents types de Breit-Wigner suivant les hypothèses faites, par exemple :

- 1 "deux pics indépendants", soit deux Breit-Wigner incohérentes multipliées par la fonction de résolution [d'après la formule (32) mais avec $\sigma = 7$ MeV], on obtient $A_{21}(1273 \pm 16, \Gamma = 28 \pm 12)$ et $A_{22}(1311 \pm 16, \Gamma = 42 \pm 10)$, ce qui donne une probabilité $P(\chi^2) = 20\%$;
- 2 "dipole" : $A_2(1296 \pm 16, \Gamma = 30 \pm 3)$ et $P(\chi^2) = 70\%$;
- 3 "interférence". Deux Breit-Wigner cohérentes superposées. $A_{21}(1307 \pm 5, \Gamma = 8,6 \pm 4,2)$ et $A_{22}(1284 \pm 5, \Gamma = 51 \pm 17)$ avec $P(\chi^2) = 60\%$.

b) R. Vanderhagen et al.⁷⁴⁾ ont mis en évidence avec une signification statistique de 3,8 écarts-types un pic dans le système $\rho\pi^-$ qui ne peut avoir que l'isospin $I = 2$, si cet effet est réel.

c) La collaboration BBFO a récemment analysé le système $(\rho\pi)^0$ [voir Réf. 42)]. Le spectre de masse du système $\rho^0\pi^0$ a une gibbosité très significative à 1300 MeV, une autre moins prononcée à 1630 MeV. Il faut remarquer que pour le A_2 , les zones de recouvrement du $\rho(760)$ dans le diagramme de Dalitz sont très larges.

Voilà pour les faits expérimentaux; examinons maintenant les diverses interprétations. R. Gatto⁷⁵⁾ a envisagé la possibilité de l'interférence destructive de deux résonances de mêmes nombres quantiques de masse voisine de celle du A_2 ; l'hypothèse d'un dipole, posant des difficultés d'interprétation théorique, devra probablement être éliminée au profit de l'hypothèse 3. Le résultat de l'hypothèse 3 conserve à ces résonances un caractère étroit (transition interdite).

Plus récemment Lassila et Ruuskunen⁷⁶⁾ ont fait l'hypothèse de deux résonances de mêmes nombres quantiques, mais de structure interne différente. En explicitant cette idée, on aurait :

- a) Un état à deux quarks $q_p \bar{q}_n$ se désintégrant principalement en $\rho\pi$. La largeur de ce pic pourrait être due à l'orientation identique des spins des quarks dans le A_2 et dans le ρ .
- b) Un état à quatre quarks $q_p \bar{q}_n q_\Lambda \bar{q}_\Lambda$ de masse ~ 1297 et de largeur 2 à 3 MeV se désintégrant principalement en $K\bar{K}$.

Nous aboutissons donc à la conclusion que le spectre de masse des mésons est formé à partir de deux systèmes distincts : les états d'excitation orbitale du système $q\bar{q}$ formant les raies principales du spectre et ceux du système $qq\bar{q}\bar{q}$, les raies secondaires du spectre. Il en résulte que le " A_2 " serait formé d'au moins deux états :

- | | | | |
|--------------|----|---------|----------------------|
| | 1) | $I = 2$ | $qq\bar{q}\bar{q}$ |
| | 2) | $I = 1$ | $q\bar{q}$ |
| et peut-être | 3) | $I = 1$ | $qq\bar{q}\bar{q}$. |

Le A_2 observé dans l'expérience a) serait expliqué par 2 et 3, celui des expériences b) et c) par 1.

Insistons enfin sur l'urgence de l'investigation systématique du spectre des K^* aux environs de la masse 1400 MeV ainsi que le spectre des isosingulets dans la même bande de masse, pour déterminer si les propriétés du A_2 sont isolées ou communes au nonet 2^+ , voire aux quatre nonets d'excitation orbitale $L = 1$.

Examinons maintenant une des caractéristiques les plus intéressantes du modèle en excitation orbitale : la séparation entre les états due au couplage spin-orbite.

Par exemple, pour les états $L = 1$, $I = 1$, en partant de la différence de masse maximum, on peut calculer la masse de l'état triplet intermédiaire. On a d'après les Tableaux 17 et 19 :

a) La différence des coefficients de couplage spin-orbite

$$\Delta_1^{\max} A^2 = \sum_{i=1}^3 \Delta_{1,i} A^2 = A^2(A_2) - A^2(\delta) = (+1) - (-2) = 3 .$$

b) La différence maximum de masse carrée

$$\Delta_1^{\max} M^2 = 3a^2 = M^2(A_2) - M^2(\delta) \simeq 0,76 \text{ GeV}^2 ,$$

d'où

$$a^2 = 0,25 \text{ GeV}^2 .$$

c) La position relative de l'état intermédiaire

$$A^2(A_1) - A^2(\delta) = (-1) - (-2) = 1 ,$$

d'où

$$M^2(A_1) = M^2(\delta) + a^2 \simeq (1078)^2 \text{ MeV}^2 .$$

La valeur expérimentale trouvée pour le A_1 étant de 1080 MeV.

B. Les états avec $L = 2$

On attend quatre états isotriplets d'excitation orbitale $L = 2$, soit d'après le Tableau 17 :

Tableau 17'

${}^m L_J P G$	${}^3 D_1 - +$	${}^3 D_2 - +$	${}^1 D_2 --$	${}^3 D_3 - +$
A^2	- 3	- 1	0	+ 2
$\Delta_2 A^2$	2	1	2	

Nous avons récemment présenté [voir Réf. 13)] une comparaison entre les états résonnants dans la bande de masse comprise entre 1,4 et 1,9 GeV et les états de l'onde D du système $q-\bar{q}$. D'autres tentatives ont été faites, en particulier celle, très intéressante, de Kwak et Wong⁷⁷⁾. Nous allons présenter une tentative encore un peu différente d'identification des états du système $q-\bar{q}$ et des résonances mésiques. L'existence possible de résonances, de même masse, du système $q-\bar{q}$ et du système $qq\bar{q}\bar{q}$ rend notre choix (Tableau 20) relativement arbitraire (cf. Tableau 13).

Tableau 20

	$^3D_1-$	$^3D_2-$	$^1D_2-$	$^3D_3-$
L = 2	$\underline{R_1} : \rho_V(1630)$	$\underline{R_2} : \rho_A(1700)$	$\underline{R_3} : \pi(1750)$	$\underline{R_4} : \rho_V(1830)$
	$\underline{K_1^*} : K(1620)$	$\underline{K_2^*} : K(1700)$	$\underline{K_3^*} : K(1780)$	$\underline{K_4^*} : K(1920)$
	$\underline{\omega}$	$\underline{\omega} : \omega(1700)$	$\underline{\eta} : \eta(1600)$	$\underline{\omega} : \omega(1850)$
	$\underline{\omega}$	$\underline{\omega}$	$\underline{\eta}$	$\underline{\omega}$

Il est nécessaire de rappeler ici que la détermination expérimentale du J^P du $\rho_V(1630)$ (cf. Section 3.2.4), bien que préliminaire, favorise 3^- , contrairement à notre assignation 1^- du Tableau 20.

Examinons à nouveau la séparation en masse des états, mais cette fois avec $L = 2$, en supposant que cette séparation est due uniquement au couplage $\underline{L} \cdot \underline{\sigma}$. On peut calculer à l'aide des valeurs expérimentales la séparation relative des masses au carré des quatre isotriplets

$$(1,7 \pm 0,3):1:(2,2 \pm 0,3)$$

alors que le Tableau 17' prédit les rapports

$$\Delta_2 A^2 = 2:1:2 .$$

Si l'on considère la séparation relative en masse plutôt que la masse carrée, les résultats sont moins satisfaisants

$$(1,5 \pm 0,2) : 1 : (1,7 \pm 0,2) .$$

Ceci semble confirmer la validité de la formule (41). Calculons maintenant le coefficient a^2 des formules (41) et (43) et la position relative de deux états en prenant comme référence les deux autres.

Soit $a_{I,L}^2 = a_{1,2}^2$, l'unité de séparation entre isotriplets ($I = 1$), due au couplage $\underline{L} \cdot \underline{\sigma}$, dans l'onde D ($L = 2$). D'après les Tableaux 17' et 20, on attend entre R_1 et R_3 une séparation de $3a^2$, d'où

$$a_{1,2}^2 = \frac{1,750^2 - 1,630^2}{3} = 0,11 \text{ GeV}^2$$

contre $a_{1,1}^2 = 0,25 \text{ GeV}^2$.

Soit $a_{I,L}^2 = a_{1/2,2}^2$, l'unité de séparation entre les isodoublets ($I = 1/2$), due au couplage $\underline{L} \cdot \underline{\sigma}$, dans l'onde D ($L = 2$). A partir des K^* des Tableaux 19 et 20 examinons le comportement de $a_{1/2,L}^2$

$$a_{1/2,2}^2 = \frac{1,780^2 - 1,620^2}{3} = 0,20 \text{ GeV}^2$$

contre $a_{1/2,1}^2 = 0,27 \text{ GeV}^2$. On constate donc que le coefficient a^2 de la formule (41) dépend de l'isospin et décroît rapidement quand L croît, mais que la variation en L est moins marquée pour les mésons d'isospin $I = 1/2$ que pour les mésons d'isospin $I = 1$.

Calculons la masse de R_2 et de R_4

$$M_{R_2}^2 = M_{R_1}^2 + 2a_{1,2}^2 = (1,707)^2$$

$$M_{R_4}^2 = M_{R_3}^2 + 2a_{1,2}^2 = (1,832)^2$$

à comparer avec les valeurs expérimentales pour les masses du R_2 et du R_4

$$M_{R_2} = 1,700 \pm 0,015 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad M_{R_4} = 1,830 \pm 0,015 \text{ GeV} .$$

Pour la masse de K_2^* et K_4^* , le calcul donne

$$M_{K_2}^2 = M_{K_1}^2 + 2a_{1/2,2}^2 = (1,730)^2$$

au lieu de 1,700 GeV que nous avons proposé sur la base des données expérimentales actuellement disponibles, et

$$M_{K_4}^2 = M_{K_3}^2 + 2a_{1/2,2}^2 = (1,900)^2$$

contre une valeur de 1,920 GeV que nous proposons. On peut donc considérer que le modèle quark-antiquark donne des résultats extrêmement encourageants; la difficulté majeure reste l'identification des raies principales. En effet, les plus intenses des raies secondaires (systèmes $qq\bar{q}\bar{q}$) peuvent a priori très bien être considérées à tort comme les plus faibles des raies principales (système $q\bar{q}$). La section efficace de production des raies principales est vraisemblablement d'un ordre de grandeur supérieure à celle des raies secondaires. La seule information sur ce point provient de la Réf. 73), le système $\rho^- \pi^-$ étant soixante fois moins produit que le A_2 (pris comme un tout); il faut cependant tenir compte du fait que le A_2 est la résonance pionique la plus largement produite. Rappelons enfin que le contenu de la Section 4.2 est illustré dans la Fig. 1.

4.3 Quarks et trajectoires de Regge dégénérées

Dans la théorie des pôles de Regge [voir, par exemple, 78)], on introduit la notion de signature d'une trajectoire pour rendre compte de l'effet du potentiel d'échange. En conséquence, les pôles physiques (résonances) devraient être séparés par $\Delta J = 2$. Cependant, l'examen de la Fig. 3 suggère un $\Delta J = 1$ seulement. Arnold⁷⁹⁾, déjà en 1965, avait proposé la possibilité d'une telle dégénérescence des trajectoires de Regge qui, selon lui, serait causée par la prédominance du potentiel direct sur le potentiel d'échange. Dans le cadre du modèle $q-\bar{q}$, Dalitz⁶⁷⁾ estime naturelle cette prédominance du potentiel direct sur le potentiel d'échange, car, selon lui, le potentiel direct est dû à l'échange d'un méson (considéré comme état lié $q-\bar{q}$) de masse petite, alors que le potentiel d'échange est dû à l'échange d'un diquark ($q-q$)

de masse très élevée (~ 20 GeV). Nous avons repris dans la Fig. 77 l'idée de la Fig. 3 (diagramme de Kienzle) en termes de trajectoires de Regge. Pour le canal "s", nous avons utilisé les résultats présentés dans les Réfs. 80) et 81). Pour le canal "t", chaque fois que la trajectoire passe par une valeur entière de $\text{Re } \alpha = J$, on observe une résonance. Il n'est pas évident, qu'après la région physique $d \text{Re } \alpha / dt > 0$, la trajectoire redescende et tende asymptotiquement vers $-0,5 \text{Re } \alpha$. Si les résonances sont des molécules de quarks et d'anti-quarks, il se pourrait que, pour des excitations élevées, la molécule se brise et que l'on obtienne, à partir d'un certain t , un spectre continu, c'est-à-dire que l'on pourrait observer les quarks comme produits de désintégration de résonances de masse élevée.

Hélas le diagramme de Kienzle est loin de décrire convenablement la situation expérimentale. Le δ est exclu et le R est considéré comme un pic unique. Dalitz⁶⁷⁾ propose un réseau de quatre trajectoires de Regge qui s'adapte mieux aux données expérimentales; il transpose en termes de trajectoires de Regge le Tableau 19 de classification établi à partir du modèle $q-\bar{q}$.

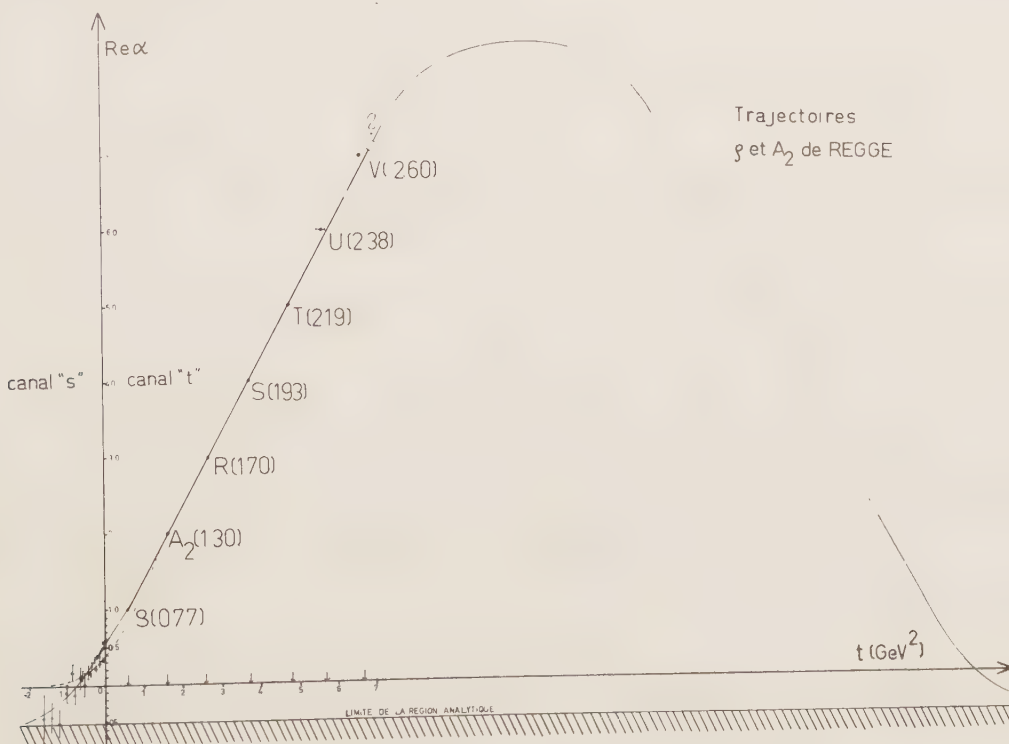


Fig. 77

Trajectoires dégénérées de Regge.

REFERENCES

(Les publications auxquelles l'auteur a participé ont leur numéro d'ordre accompagné d'un astérisque.)

- 1*) B. Levrat et al. (Missing-Mass Group), "Structure within the R(1675) boson and possible structure within the $A_2(1290)$ ", Physics Letters 22, 714 (1966).
- 2*) G. Chikovani et al. (Missing-Mass Group), "Evidence for a two peak structure in the A_2 meson", Physics Letters 25B, 44 (1967).
- 3*) L. Dubal et al. (Missing-Mass Group), "Experimental confirmation of the R-meson structure", Nuclear Phys. B3, 435 (1967).
- 4*) G. Chikovani et al. (Missing-Mass Group), "Evidence for three new charged bosons of masses 1929, 2195 et 2385 MeV and narrow widths", Physics Letters 22, 233 (1966).
- 5*) L. Dubal, "Identification des protons de recul dans le "Missing-Mass Spectrometer" par la méthode parcours-temps de vol". Travail de diplôme, Université de Genève.
- 6) La figure 2 est une compilation de l'ensemble des données obtenues à l'aide du "Missing-Mass Spectrometer". La méthode dite du "pic du Jacobien" limite pour chaque impulsion incidente l'observation du spectre de masse à une certaine région, et la Fig. 2 est une juxtaposition des résultats obtenus à diverses impulsions incidentes : la bande de masse comprise entre 0,5 et 1,19 GeV/c² a été produite avec des π^- incidents d'impulsions 3,0; 3,5; 4,5; 5,0 et 6,0 GeV/c; entre 1,19 et 1,41 GeV/c² avec des π^- de 6,0 et 7,0 GeV/c; entre 1,41 et 1,57 GeV/c² avec des π^- de 6,0 GeV/c; entre 1,57 et 1,86 GeV/c² avec des π^- de 7,0; 11,5 et 12,0 GeV/c et entre 1,86 et 2,40 GeV/c² avec des π^- de 12,0 GeV/c.
- 7a) Rapport annuel CERN 1966, p. 21.
- 7b) Rapport annuel CERN 1964, p. 119.
- 8) B. Maglić et G. Costa, "A method for the search for unstable particles using Jacobian peaks in angular distribution", Physics Letters 18, 185 (1965).
- 9*) R.H. Blieden et al. (Missing-Mass Group), "Un nouvel instrument pour l'investigation du spectre des particules instables", Helv.Phys. Acta 37, 615 (1964).
- 10*) J. Séguinot et al. (Missing-Mass Group), "Evidence for a singly charged boson of mass 1675 MeV and width 66 MeV", Physics Letters 19, 712 (1966).

- 11*) L. Dubal et al. (Missing-Mass Group), "Spectrum of strange bosons in the mass region 1300 to 2200 MeV observed by Missing-Mass Spectrometer", preprint submitted to the XIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley 1966.
- 12*) L. Dubal, "Review of experimental data on heavy bosons between 1.4 and 1.9 GeV", CERN/NP/Int. Report 67-10.
- 13*) L. Dubal, "The Dalitz "Quark-antiquark L-Excitation" model and the experimental evidence for the four $L = 2$ nonets", Helv.Phys. Acta 40, 334 (1967).
- 14) J. Button et al., see rapporteur talk of F. Solmitz at the International Conference on High Energy Physics, Rochester 1960, p. 164.
- 15) J. Button et al., Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, Rochester 1960, p. 481.
- 16) H.J. Gerber, "Introduction à la physique des particules élémentaires", notes de cours donné à l'Université de Genève, éditées par L. Dubal.
- 17) S. Buniatov et al., "CERN-Karlsruhe experiment on neutral resonances", preprint submitted to the International Conference on High Energy Physics, Heidelberg 1967.
- 18) C. Nef, "Missing-Mass Spectroscopy", Travail de diplôme, Université de Berne.
- 19*) W. Kienzle et al. (Missing-Mass Group), CERN/NP/Techn. Memo 30/4.9.1964.
- 20) J. Oostens et al., "Production of $I = 1$ resonances in the reaction $p + p = D + \text{Missing-Mass}$ ", Physics Letters 22, 708 (1966).
- 21) B. Maglic, Communication personnelle à l'auteur. L'expérience No 12 a été également proposée par P. Fleury et L. Goldzahl.
- 22) M. Vivargent et al., "A threshold gas Čerenkov counter", Nuclear Instr. and Methods 22, 165 (1963).
- 23) H. Neal, "The use of standard beam transport elements and scintillation counter hodoscopes to measure relative incident beam momenta", CERN/NP/Int. Report 66-11.
- 24) J. Cotteron et al., "Etude de la section efficace différentielle dans la réaction $\pi^- p$ à 11,5 GeV/c", preprint Faculté des Sciences de l'Université de Paris.
- 25*) G. Chikovani et al. (Missing-Mass Group), "Slope of differential cross-section for inelastic processes at 12 GeV/c $\pi^- p$ interaction", Physics Letters 23, 157 (1966).

- 26) A.H. Rosenfeld et al., "Data on particles and resonant states",
UCRL 8030;
a) avril 1963, Table III;
b) septembre 1967, p. 26.
- 27) M. Goldberg et al. [CERN-E.P. (Paris)] et J.F. Allard et al. (Orsay-Milan-Saclay Collaboration), Physics Letters 17, 354 (1965).
- 28) M. Deutschmann et al. (Aachen-Berlin-CERN Collaboration), Physics Letters 18, 351 (1965).
- 29) A. Forino et al. (Bologna-Orsay-Saclay Collaboration), Physics Letters 19, 65 (1965).
- 30) V.M. Guzhavin et al., Physics Letters 23, 719 (1966).
- 31) D.J. Crennell et al. (BNL and CCCU of N.Y.), Phys.Rev.Letters 18, 324 (1967).
- 32) N. Biswas et al., preprint de l'Université d'Indiana.
- 33) R. Ehrlich et al., Phys.Rev. 152, 1194 (1966).
- 34) B.R. French et al. (CERN-Birmingham Collaboration),
CERN/TC/Phys. 66-31.
- 35) J.A. Danysz et al. (CERN-Liverpool Collaboration), CERN/TC/67-3;
Physics Letters 24B, 309 (1967) et Nuovo Cimento 51A, 801 (1967).
- 36) W.J. Kernan et al., Phys.Rev.Letters 15, 803 (1965).
- 37) A. Fridman et al. (Heidelberg-Strasbourg Collaboration), preprint
submitted to the International Conference on High Energy Physics,
Heidelberg 1967.
Il faut signaler que ce groupe dans la sélection $\rho\pi\pi$ n'observe
aucune structure pour des masses inférieures à 2,1 GeV, mais que
contrairement à ce que laissent supposer les auteurs, ces résultats
ne sont pas en contradiction avec ceux de Danysz et al.
[Réf. 35)], car leurs boîtes sont trois fois plus larges et leur
statistique dix fois plus faibles!
- 38) F. Conte et al. (Genova-Hamburg-Milan-Saclay Collaboration),
Physics Letters 22, 702 (1966).
- 39) P. Slattery et al. (Rochester-Yale Collaboration), Nuovo Cimento
50A, 377 (1967).
- 40) A. Forino et al. (Bologna-Orsay-Saclay Collaboration), Physics
Letters 19, 68 (1965).
- 41) I.A. Vetlisky et al., Physics Letters 21, 579 (1966).

- 42) N. Armenise et al. (Bari-Bologna-Florence-Orsay Collaboration), preprint submitted to the Heidelberg Conference 1967, voir aussi Physics Letters 25B, 53 (1967)
- 43) C. Caso et al. (Genova-Hamburg-Saclay Collaboration), preprint submitted to the Heidelberg Conference 1967.
- 44) J.A. Danysz et al., CERN/TC/Int. Report 67-1 et Nuovo Cimento 51A, 801 (1967).
- 45) H. Drevermann et al. [Bonn-Durham-Nimegen-Paris (E.P.)-Turin Collaboration], Phys.Rev. 161, 1356 (1967).
- 46) A. Hendry and G. Shaw, Rutherford Lab., preprint Rpp/A20.
- 47) G.F. Chew and F.E. Low, Phys.Rev. 113, 1640 (1959), voir aussi H. Pilkun, "Interaction of hadrons" (North Holland), p. 280 et J.P. Baton et al., Physics Letters 25B, 419 (1967).
- 48) G. Goldhaber, rapporteur talk in the proceedings of the 1966 Berkeley Conference, p. 103.
- 49) G. Bassompierre et al. (Bruxelles-CERN Collaboration), CERN/TC/Int. Report 67-21, K^+p à 5 GeV/c, voir aussi W. de Baere et al., Nuovo Cimento 49A, 373 (1967) et M. Jobes et al. (Birmingham-CERN-Bruxelles Collaboration), CERN/TC/Int. Report 67-26.
- 50) M. Goldberg et al. (BNL + Syracuse Collaboration), Phys.Rev. Letters 18, 680 (1967), voir aussi preprint submitted to the Heidelberg Conference 1967 et Rapport BNL 11466, K^-p à 5,0 GeV/c.
- 51) F.L. Schweingrüber, " K^* production in High Energy K^-p interaction", Thèse (Université Northwestern, juin 1967), voir aussi Réf. 48), p. 118, K^-p à 5,0 GeV/c.
- 52) Collaboration B.G.IC (L) M.O.R.L., Réf. 48), p. 118, K^-p à 6,0 GeV/c.
- 53) D.J. Crennell et al. (BNL), Phys.Rev.Letters 19, 44 (1967), π^-p à 6,0 GeV/c.
- 54) C.Y. Chien et al. (BNL), Report UCLA 1020 submitted to Phys.Rev. Letters, K^+p à 7,3 GeV/c.
- 55) G. Goldhaber et al., UCRL 17722, Phys.Rev.Letters 19, 972 (1967), K^+p à 9,0 GeV/c, voir aussi A. Firestone et al., UCRL 17833.
- 56) K. Barnham et al. (Birmingham-Glasgow-Oxford Collaboration), preprint submitted to the Heidelberg Conference 1967, K^+p à 10,0 GeV/c.
- 57) J. Bartsch et al. (Aachen-Berlin-CERN Collaboration), Physics Letters 22, 357 (1966), K^+p à 10 GeV/c.

- 58) J. Lach et al., preprint Yale University, K^-p à 12,6 GeV/c.
- 59) J. Berlinghieri et al. (Rochester University), Phys.Rev.Letters 18, 1087 (1967), K^+p à 12,7 GeV/c.
- 60) J. Leitner et M. Roos, "A pedagogical exercise in binning and resolution", School of Physics "Ettore Majorana" 1967.
- 61) R.T. Deck, Phys.Rev.Letters 13, 169 (1964), voir aussi I. Kramer, "Resonances and kinematical peaks in strong interaction", UCRL 17554.
- 62*) H.R. Blieden et al. (Missing-Mass Group), Physics Letters 19, 709 (1966).
- 63) O.W. Greenberg dans Phys.Rev.Letters 13, 598 (1964) envisage cependant la possibilité que les quarks soient des parafermions.
- 64) Un point de vue opposé est présenté par N.J. Papastamatiou, "Are the quark really heavy", preprint Syracuse University, NYO 3399-116.
- 65) J.J.J. Kokkedee, "The quark model", Herceg Novi Summer School 1967.
- 66*) L. Dubal, "Present status of experimental data on mesons with I-spin possibly greater than one", CERN/NP/67-10.
- 67) R.H. Dalitz, rapporteur talk in the proceedings of the Berkeley Conference 1966, voir aussi D.G. Sutherland, Nuclear Phys. B2, 157 (1967).
- 68) S.L. Glashow, "Empirical mass formula for mesons and baryons", preprint University of Harvard.
- 69) J. Sternheimer, "La formule de masse des particules élémentaires", preprint Université de Lyon, juin 1965.
- 70) B. Maglić, Nuovo Cimento 45A, 949 (1966).
- 71) P. Dennery et A. Krzywicki, Physics Letters 23, 374 (1966).
- 72) J. Schwinger, Phys.Rev. 15, 323 (1965).
- 73) E. Borchini et R. Gatto, Physics Letters 14, 352 (1965).
- 74) R. Vanderhagen et al. [Paris (E.P. + F.d.S.)-Bari-Bologne], Physics Letters 24B, 493 (1967).
- 75) R. Gatto, "Regge double pole", preprint Université de Florence TH67/8, voir aussi T. Sawada, "Mesons as Regge dipole", Nuovo Cimento 48A, 534 (1967).

- 76) L.E. Lassila et P.V. Ruuskunen, Phys.Rev.Letters 19, 722 (1967).
- 77) N. Kwak et K.W. Wong, "A quark model of higher meson resonances", preprint University of Kansas, Lawrence, février 1967.
- 78) J. Höggassen, "Regge poles for experimentalists", Herceg Novi Summer School 1966.
H.M. Chan, Report CERN 67-16.
- 79) R.C. Arnold, Phys.Rev.Letters 14, 657 (1965).
- 80) G. Höhler et al., Physics Letters 20, 79 (1966).
- 81) R.J.N. Phillips et W. Rarita, Physics Letters 19, 598 (1965).
V. Barger, "Regge poles and SU3", invited paper presented to the Am.Phys.Soc., April 25, 1967.

